



# Guides d'ondes AlGaAs oxydés pour la conversion de fréquences optiques

Marc Savanier

## ► To cite this version:

Marc Savanier. Guides d'ondes AlGaAs oxydés pour la conversion de fréquences optiques. Optique / photonique. Université Paris Diderot-Paris VII, 2013. Français. NNT : . tel-01312553

**HAL Id: tel-01312553**

**<https://theses.hal.science/tel-01312553>**

Submitted on 7 May 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT - PARIS 7**  
**ÉCOLE DOCTORALE :**  
**MATIÈRE CONDENSÉE ET INTERFACES**  
**UFR DE PHYSIQUE**

**THÈSE**

présentée par

**Marc SAVANIER**

pour obtenir le grade de  
Docteur en Sciences de l'Université Paris Diderot  
Spécialité : Physique

**Guides d'ondes AlGaAs oxydés pour la  
conversion de fréquences optiques**

Soutenue publiquement le 28 mai 2013

**Membres du jury :**

M.	Guilhem ALMUNEAU,	Rapporteur
Mme	Sophie BOUCHOULE,	Examinatrice
M.	Benoît BOULANGER,	Rapporteur
M.	Jean-Michel GÉRARD,	Président
M.	Giuseppe LEO	Directeur de thèse
M.	Christian RICOLLEAU,	Examineur



*À Lulu, à Paul,  
à Sophia et Tylian.*





# Table des matières

<b>Liste des abréviations</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
Sources semi-conductrices intégrées . . . . .	1
Sources paramétriques pour les applications infrarouges . . . . .	2
Matériaux pour l'optique non linéaire intégrée dans l'infrarouge . . . . .	4
Sources paramétriques AlGaAs . . . . .	5
Organisation du manuscrit . . . . .	8
<b>1 Conversion de fréquences en guides d'ondes AlGaAs</b>	<b>9</b>
1.1 Fondamentaux d'optique non linéaire quadratique . . . . .	9
1.1.1 Équations d'ondes couplées . . . . .	11
1.1.2 Efficacité de conversion . . . . .	12
1.1.3 Mélanges à trois ondes . . . . .	14
1.2 Optique non linéaire et guides d'ondes . . . . .	19
1.2.1 Bases d'optique guidée . . . . .	20
1.2.2 Conversion de fréquence en guide d'ondes . . . . .	22
1.2.3 Cas des guides non idéaux . . . . .	23
1.3 Techniques d'accord de phase en guides d'ondes AlGaAs . . . . .	26
1.3.1 Quasi-accord de phase . . . . .	28
1.3.2 Accord de phase modal . . . . .	29
1.3.3 Biréfringence de forme . . . . .	31
<b>2 Guides d'ondes non linéaires AlGaAs partiellement oxydés</b>	<b>35</b>
2.1 Conception et fabrication d'un convertisseur de fréquence télécom . . . . .	36
2.1.1 Dessin de la structure . . . . .	36
2.1.2 Fabrication des guides d'ondes . . . . .	43
2.1.3 Optimisation de l'étape d'oxydation sélective . . . . .	48
2.2 Performances d'optique non linéaire . . . . .	53
2.2.1 Expérience de génération de seconde harmonique . . . . .	54
2.2.2 Résultats expérimentaux : efficacité de conversion et puissance . . . . .	55
2.2.3 Expériences de génération de fréquences somme et différence . . . . .	59

2.2.4	Résultats expérimentaux : efficacité de conversion et accordabilité	61
2.3	Analyse comparative des performances des guides d'ondes AlOx . . . . .	66
2.3.1	État de l'art des différents schémas d'accord de phase . . . . .	66
2.3.2	Perspectives technologiques pour les guides d'ondes AlOx . . . . .	68
<b>3</b>	<b>Étude phénoménologique des pertes de propagation</b>	<b>71</b>
3.1	Oxydation et pertes de propagation . . . . .	72
3.1.1	Nécessité de réduire les pertes de propagation . . . . .	72
3.1.2	Caractérisation structurale de l'AlOx . . . . .	75
3.1.3	Modélisation des pertes par diffusion . . . . .	78
3.2	Étude de la dépendance spectrale des pertes de propagation . . . . .	82
3.2.1	Mise en œuvre expérimentale . . . . .	83
3.2.2	Résultats . . . . .	85
3.2.3	Nouveau mécanisme de pertes . . . . .	91
3.3	Conclusions et perspectives . . . . .	96
<b>4</b>	<b>Développements technologiques des guides d'ondes non linéaires</b>	<b>97</b>
4.1	Développement technologique de l'oxydation . . . . .	98
4.1.1	Optimisation de l'oxydation avec contrôle <i>in situ</i> . . . . .	98
4.1.2	Vers de nouvelles géométries d'oxydation . . . . .	106
4.2	Optique non linéaire en cavité intégrée . . . . .	113
4.2.1	Choix de la configuration de cavité . . . . .	114
4.2.2	Conception et fabrication de miroirs dichroïques intégrés . . . . .	118
4.2.3	Caractérisation optique de la cavité . . . . .	127
4.3	Conclusion et perspectives . . . . .	138
	<b>Conclusion générale</b>	<b>141</b>
	Perspectives . . . . .	143
	<b>Annexes</b>	<b>147</b>
	<b>A Calibration de la structure épitaxiée</b>	<b>147</b>
	<b>B Liste des publications</b>	<b>149</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>164</b>

# Liste des abréviations

<b>1D</b>	unidimensionnel
<b>2D</b>	bidimensionnel
<b>AlAs</b>	arséniure d'aluminium
<b>AlGaAs</b>	arséniure d'aluminium et de gallium
<b>Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As</b>	arséniure d'aluminium ( $0 < x < 1$ ) et de gallium
<b>AlO<sub>x</sub></b>	oxyde d'aluminium
<b>BRW</b>	guide d'ondes à réflecteurs de Bragg – <i>Bragg reflector waveguide</i>
<b>DF</b>	différence de fréquences
<b>DFG</b>	génération de fréquence différence – <i>difference frequency generation</i>
<b>DROPO</b>	OPO doublement résonnant – <i>doubly-resonant OPO</i>
<b>EDFA</b>	amplificateur à fibre dopée erbium – <i>erbium-doped fiber amplifier</i>
<b>EDI</b>	eau déionisée
<b>EJM</b>	épitaxie par jets moléculaires
<b>EPVOM</b>	épitaxie en phase vapeur aux organométalliques
<b>FDFD</b>	Finite-Difference Frequency-Domain
<b>FDTD</b>	Finite-Difference Time-Domain
<b>FF</b>	fréquence fondamentale
<b>FP</b>	fluorescence paramétrique
<b>FTIR</b>	spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier – <i>Fourier-transform infrared spectroscopy</i>
<b>GaAs</b>	arséniure de gallium
<b>GaInP</b>	phosphure de gallium et d'indium
<b>GaP</b>	phosphure de gallium
<b>HCl</b>	acide chlorhydrique
<b>IAD</b>	évaporation assistée par faisceau d'ions – <i>ion-assisted deposition</i>
<b>ICP-RIE</b>	gravure par plasmas de haute densité – <i>inductively coupled plasmas - RIE</i>

<b>IR</b>	infrarouge
<b>ISL</b>	intervalle spectral libre
<b>LiNbO<sub>3</sub></b>	niobate de lithium
<b>MEB</b>	microscope électronique à balayage
<b>MET</b>	microscopie électronique en transmission
<b>OPA</b>	amplification paramétrique optique – <i>optical parametric amplification</i>
<b>OPO</b>	oscillateur paramétrique optique
<b>PL</b>	photoluminescence
<b>QCL</b>	laser à cascade quantique – <i>quantum cascade laser</i>
<b>RIE</b>	gravure ionique réactive – <i>reactive ion etching</i>
<b>RTA</b>	recuit thermique rapide – <i>rapid thermal annealing</i>
<b>SF</b>	somme de fréquences
<b>SFG</b>	génération de fréquence somme – <i>sum frequency generation</i>
<b>SH</b>	second harmonique
<b>SHG</b>	génération de second harmonique – <i>second harmonic generation</i>
<b>Si</b>	silicium
<b>SiO<sub>2</sub></b>	silice
<b>SOI</b>	silicium sur isolant – <i>silicon on insulator</i>
<b>SROPO</b>	OPO simplement résonnant – <i>singly-resonant OPO</i>
<b>THz</b>	térahertz
<b>TPA</b>	absorption à deux photons – <i>two-photon absorption</i>
<b>UV</b>	ultraviolet
<b>VCSEL</b>	laser à cavité verticale à émission par la surface – <i>vertical cavity surface emitting laser</i>

# Introduction générale

LA photonique joue un rôle central dans un grand nombre d'applications pratiques, tel que le traitement tout optique des signaux [1], mais également dans des champs plus fondamentaux de la physique, tel que celui de l'information quantique [2]. Dans le domaine des télécommunications en particulier, la convergence des circuits photonique et électronique à l'échelle de la puce constitue un défi scientifique et un véritable saut technologique visant à augmenter la compacité des circuits ainsi que leurs performances. Alors que les briques de base de la circuiterie optique intégrée (transmission, routage et modulation de la lumière) ont déjà été démontrées dans la plate-forme standard silicium sur isolant (SOI) compatible avec la technologie CMOS [3], l'intégration homogène de modules d'émission, d'amplification et de détection de la lumière au sein d'un dispositif monolithique fabriqué sur le même substrat fait toujours défaut, et empêche cette transition de paradigme. À ce jour, l'hybridation de la plate-forme silicium (Si) avec des matériaux semi-conducteurs III-V à bande interdite directe, utilisés depuis plusieurs dizaines d'années pour fabriquer des sources laser fonctionnant à température ambiante, compactes et peu coûteuses, semble être une solution prometteuse en vue de l'intégration optoélectronique [4], si bien que le développement de nouvelles sources cohérentes semi-conductrices intégrées est primordial.

## Sources semi-conductrices intégrées

Les sources laser semi-conductrices peuvent être classées en deux groupes principaux : les diodes laser et les lasers à cascade quantique (QCLs). De manière générale, les premières opèrent dans le visible et le proche infrarouge (IR) (entre 0.8 et 3  $\mu\text{m}$ ) et les secondes dans le moyen et lointain IR (entre 3 et 300  $\mu\text{m}$ ), jusqu'au térahertz (THz). Depuis leur première démonstration, il y a près de 50 et 20 ans respectivement [5, 6], ces dispositifs ont beaucoup bénéficié des progrès concernant l'ingénierie de bande interdite, le transport électronique, et les techniques de fabrication en salle blanche, de sorte qu'ils sont maintenant largement répandus. Il existe cependant une plage spectrale, autour de 3  $\mu\text{m}$ , où ces deux filières technologiques assurent tout juste la jonction entre leur gammes respectives d'émission [7]. En effet, l'émission laser à température ambiante a jusqu'ici été démontrée pour des diodes laser à antimoniure jusqu'à 3.6  $\mu\text{m}$  en régime continu [8], et pour des QCLs basés sur le système InGaAs/InAlAs/InP jus-

qu'à  $3.3\text{ }\mu\text{m}$  en régime continu [9], et jusqu'à  $3.1\text{ }\mu\text{m}$  en régime pulsé dans le système InAs/AlSb [10]. Bien que, pour ces deux types de lasers, les antimoniures permettent de repousser les limites des domaines spectraux d'émission, les fabricants industriels tendent à en limiter l'usage car la croissance de ces matériaux par épitaxie reste difficile et contraignante [11]. Par conséquent, la commercialisation des diodes laser à antimoniures n'est toujours pas d'actualité, alors que les QCLs, grâce à une technologie mature et potentiellement « Sb-free », remplacent progressivement les diodes à sels de plomb sur le marché.

Dans la pratique, les plages spectrales du proche et moyen IR sont d'une grande importance. Elles englobent en effet deux bandes télécoms (autour de  $1.3$  et  $1.5\text{ }\mu\text{m}$ ), deux fenêtres atmosphériques (entre  $3\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$  et  $8\text{--}13\text{ }\mu\text{m}$ ), ainsi que de nombreux pics d'absorption associés à diverses molécules gazeuses. La zone de transition entre  $1$  et  $5\text{ }\mu\text{m}$  concentre donc, outre le domaine des télécommunications optiques (guidées ou en espace libre), de nombreux champs d'applications scientifiques (spectroscopie IR, cryptographie quantique), civils (détection de pollution atmosphérique, suivi de procédés industriels, aide au diagnostic médical) et militaires (détection d'explosifs et de toxines, guidage laser). Il existe ainsi, dans cette plage spectrale, une forte demande en sources cohérentes fonctionnant à température ambiante, compactes, peu coûteuses et accordables en longueur d'onde, que les diodes lasers et les QCLs peinent à satisfaire. De rares produits existent néanmoins ; citons le cas d'un QCL à cavité externe accordable sur  $\sim 100\text{ nm}$  autour de  $\lambda \sim 3.3\text{ }\mu\text{m}$  commercialisé par *Daylight Solutions*.

## Sources paramétriques pour les applications infrarouges

À l'heure actuelle, les sources paramétriques, exploitant les propriétés optiques non linéaires de certains matériaux et la polyvalence des sources intégrées existantes, représentent la meilleure alternative aux lasers semi-conducteurs. Elles permettent en effet, grâce au phénomène de conversion de fréquence à partir de lasers conventionnels émettant dans le proche IR, d'étendre le domaine spectral d'émission à des régions inaccessibles autrement, et représentent une part conséquente des sources disponibles sur le marché du proche et moyen IR [12]. Nous pouvons par ailleurs mentionner la récente démonstration de conversion de fréquence effectuée intra-cavité dans un QCL, qui a permis de diminuer la longueur d'onde d'émission à  $2.7\text{ }\mu\text{m}$ , au prix d'une faible efficacité de conversion toutefois [13].

L'optique non linéaire est un moyen bien connu pour accéder à de nouvelles plages spectrales à partir de sources disponibles [14]. L'interaction d'un rayonnement électromagnétique intense avec un milieu non linéaire induit une polarisation proportionnelle au champ incident et à ses puissances seconde (interaction  $\chi^{(2)}$ ), troisième (interaction  $\chi^{(3)}$ ), etc. Par effet d'antenne, cette polarisation non linéaire donne lieu à une modification du champ électromagnétique local, et agit sous certaines conditions comme une source de rayonnement aux harmoniques supérieures du champ incident.

Dans le cas particulier des semi-conducteurs III-V<sup>1</sup>, les énergies des photons incidents peuvent être comparables à l'énergie de bande interdite du matériau et causer de l'absorption. On distingue alors deux familles de mécanismes donnant lieu à des effets non linéaires : les non linéarités « dynamiques » et les non linéarités « intrinsèques », selon qu'intervienne ou non un processus d'absorption [15]. Dans le premier cas, la non linéarité est due à la création de porteurs et s'appuie sur les niveaux d'énergie du matériau<sup>2</sup>. Cet échange d'énergie provoque un changement des propriétés optiques du matériau, qui se traduit par exemple par la modification de son absorption et de son indice de réfraction (à travers les relations de Kramers-Krönig). Nous nous restreignons par la suite aux non linéarités « intrinsèques », pour lesquelles la réponse optique du matériau est pratiquement instantanée et s'étend sur toute sa plage de transparence, mais nécessite de fortes excitations.

Dans un milieu  $\chi^{(2)}$ , l'interaction de deux champs  $E_1$  et  $E_2$  de fréquences angulaires respectives  $\omega_1$  et  $\omega_2$  donne ainsi lieu à des champs oscillant aux fréquences somme  $\omega_1 + \omega_2$  et différence  $\omega_1 - \omega_2$  : c'est le phénomène de conversion de fréquence. La génération de fréquence différence entre une onde de *pompe* intense et un faisceau *signal*, tous deux dans le proche IR, peut par exemple être mise à profit en spectroscopie pour générer un faisceau *complémentaire* accordable dans le moyen IR, ou dans le cadre des télécommunications optiques, pour faire du multiplexage en longueur d'onde. Lorsque seule l'onde de *pompe* est présente en entrée du milieu, les deux faisceaux *signal* et *complémentaire*, d'énergies inférieures, peuvent être émis spontanément dans un processus de génération paramétrique. Ce dernier constitue, à ce jour, la méthode la plus répandue permettant de générer des paires de photons jumeaux utilisées en optique quantique. Si de plus le milieu non linéaire est placé dans une cavité optique résonnante aux longueurs d'ondes émises, le système peut osciller et émettre deux faisceaux cohérents intenses et largement accordables ; on parle alors d'oscillateur paramétrique optique (OPO). Ce dispositif peut être utilisé pour générer des longueurs d'ondes difficilement accessibles, ou encore des faisceaux dont les propriétés de corrélation ou d'intrication sont importantes pour des applications liées au traitement quantique de l'information en variables continues.

Grâce à la grande variété de formats spectral et temporel autorisés par les processus quadratiques  $\chi^{(2)}$ , les OPOs, et les sources paramétriques en général, jouissent d'un grand niveau de flexibilité et de polyvalence. S'ils n'ont pas acquis à ce jour la popularité des lasers, en dépit de ces avantages substantiels, c'est notamment parce qu'il n'en existe pas de version intégrée, équivalente à la diode laser. L'ampleur de cette tâche peut être appréciée en rappelant que les travaux d'Alferov concernant l'intégration d'un laser

---

1. Ces matériaux jouent un rôle capital dans une perspective d'intégration des sources non linéaires et de leur pompe électrique.

2. Une partie de l'énergie du faisceau incident est transférée au semi-conducteur sous forme de paires électrons-trous, dont les dynamiques d'excitation et de relaxation fixent le temps de réponse caractéristique.



ont abouti seulement dix ans après la démonstration initiale de Maiman, alors que le premier OPO massif date de 1965 [16].

## Matériaux pour l'optique non linéaire intégrée dans l'infrarouge

Depuis la naissance de l'optique non linéaire il y a cinquante ans, le nombre de matériaux  $\chi^{(2)}$  disponibles a significativement augmenté. Afin de fabriquer des sources paramétriques intégrées dans le proche et moyen IR, notre choix se portera donc sur le matériau offrant la plus grande efficacité de conversion et vérifiant certains critères désirables pour l'application visée (fonctionnement dans l'IR, intégration, pompage électrique...).

Premièrement, le cristal ne doit pas posséder de centre d'inversion, sous peine d'avoir un  $\chi^{(2)}$  nul et d'être inutilisable, et doit posséder une forte non linéarité quadratique effective  $d_{\text{eff}}$ <sup>3</sup>. Il doit de plus être transparent à toutes les longueurs d'ondes impliquées dans le processus de conversion de fréquence. Enfin, suivant la marche de l'intégration des dispositifs optoélectroniques sur puce, il doit se prêter à la fabrication de guides d'ondes<sup>4</sup> et supporter de fortes intensités lumineuses, notamment grâce à une conductivité thermique  $\kappa_{\text{th}}$  élevée.

Quelques matériaux se sont ainsi imposés pour la conversion de fréquence dans le domaine de l'IR et concentrent une grande partie des efforts de recherche. On trouve parmi eux des cristaux diélectriques : niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), titanyl phosphate de potassium ( $\text{KTiOPO}_4$  ou KTP), et des semi-conducteurs III-V : arséniure de gallium (GaAs), phosphure de gallium (GaP) voire II-VI : sélénure de zinc (ZnSe).

Matériau	Transparence [ $\mu\text{m}$ ]	n [à 1064 nm]	$d_{\text{eff}}$ [pm/V]	$\kappa_{\text{th}}$ [W/mK]	$d^2/n^3$ [pm <sup>2</sup> /V <sup>2</sup> ]
$\text{LiNbO}_3$	0.4 → 4.5	2.2	25	5.6	59
KTP	0.4 → 4.5	1.8	15	13	39
GaAs	0.9 → 17	3.5	170	55	674
GaP	0.6 → 11	3.1	71	110	169
ZnSe	0.5 → 20	2.5	30	18	58

**Table 1** – Tableau comparatif des propriétés optiques des matériaux non linéaires candidats pour la fabrication de sources paramétriques intégrées dans l'IR.

3.  $d_{\text{eff}}$  est une grandeur scalaire qui mesure la non linéarité du matériau. Elle est obtenue par projection du tenseur  $\chi^{(2)}$  sur les axes cristallographiques effectivement couplées.

4. La configuration d'optique guidée permet aux ondes confinées d'interagir sur de longues distances, sans subir les effets de la diffraction et avec des intensités élevées.

La Table 1 rassemble les propriétés optiques, linéaires et non linéaires, de ces matériaux<sup>5</sup> : plage de transparence, indice de réfraction, non linéarité effective<sup>6</sup>, conductivité thermique, ainsi que le facteur de mérite  $d^2/n^3$ , judicieux pour estimer l'efficacité de conversion (cf. section 1.1.2). Nous constatons alors que pour les cristaux auxquels nous nous intéressons ici, les semi-conducteurs présentent de nombreux avantages par rapport aux diélectriques : plage de transparence plus étendue, non linéarité plus forte et meilleure conductivité thermique. En outre, ils possèdent une structure à bande interdite directe et sont compatibles avec l'intégration monolithique et le pompage électrique. Parmi eux le GaAs, et l'arséniure d'aluminium et de gallium (AlGaAs) en général, bénéficiant de méthodes de croissance plus matures et de techniques de fabrication bien établies, apparaît donc comme le candidat idéal pour les applications de photonique non linéaire intégrée.

## Sources paramétriques AlGaAs

Au-delà des propriétés non linéaires intrinsèques au matériau, la condition d'accord de phase constitue une condition *sine qua non* pour qu'un processus non linéaire  $\chi^{(2)}$  soit efficace. Celle-ci peut être formulée intuitivement dans le cas où  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ . En tout point du cristal, la polarisation non linéaire  $P_{2\omega}$  induite par le champ  $E_\omega$  rayonne localement un champ  $E_{2\omega}$ . Pour que l'amplitude de ce dernier augmente au cours de la propagation, il faut donc que les ondes  $P_{2\omega}$  et  $E_{2\omega}$  interfèrent constructivement et gardent une relation de phase constante. Puisque  $P_{2\omega}$  se propage comme  $E_\omega$ , du fait de la dispersion chromatique du matériau, les vitesses de phase des champs à  $\omega$  et  $2\omega$  sont différentes. Le déphasage relatif accumulé modifie alors l'interférence des deux champs, qui devient alternativement constructive puis destructive.

La méthode traditionnelle utilisée pour vérifier l'accord de phase consiste à compenser la dispersion du matériau à l'aide de la biréfringence existante dans un matériau anisotrope [19]. Toutefois, ayant une structure zinc-blende, l'AlGaAs est optiquement isotrope, et d'autres solutions ont dû être mises au point pour remédier à ce problème.

La technique de quasi-accord de phase tout d'abord, consiste à inverser périodiquement le signe de la non linéarité pour rattraper le déphasage accumulé lors de la propagation et poursuivre l'interaction constructive de façon monotone. Du fait de leur caractère ferro-électrique, le LiNbO<sub>3</sub> et le KTP ont longtemps été les seuls à bénéficier de cette technique (PPLN et PPKTP), dans des cristaux massifs mais aussi en guides d'ondes à faibles pertes. Par conséquent, malgré des propriétés non linéaires intrinsèques moins bonnes que celles de l'AlGaAs, ils restent les matériaux de choix pour

---

5. Pour effectuer une comparaison objective, nous donnons les indices de réfraction et coefficients non linéaires à la même longueur d'onde de 1064 nm [17]. Si besoin, les valeurs de  $d_{\text{eff}}$  peuvent être extrapolées à d'autres longueurs d'ondes grâce à la règle de Miller [18].

6.  $d_{\text{eff}}$  correspond aux coefficients exploités dans la pratique, *i.e.*  $d_{33}$  pour les cristaux diélectriques et  $d_{14}$  pour les semi-conducteurs.

l'optique non linéaire avec des efficacités de conversion normalisées de  $150 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  dans des guides d'ondes longs de plusieurs centimètres opérant entre 775 et 1550 nm [20] et ont permis la démonstration de sources efficaces de paires de photons télécoms [21] et d'OPOs monolithiques [22]. À la suite de ces succès, un grand effort technologique a été porté sur la transposition du quasi-accord de phase au GaAs. Grâce à des techniques de reprise d'épitaxie sur substrat micro-structuré, des efficacités de conversion normalisées de l'ordre de  $100 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  ont pu être montrées entre 775 et 1550 nm, dans des dispositifs  $\sim 5$  à 20 fois plus courts mais possédant des pertes  $\sim 10$  fois plus élevées [23, 24]. Récemment, l'oscillation paramétrique a même pu être démontrée dans des guides d'ondes longs de 1.3 cm opérant entre 2 et 4  $\mu\text{m}$ , grâce à la diminution des pertes à des valeurs comprises entre 0.3 et 0.5  $\text{cm}^{-1}$  [25]. Toutefois, due aux multiples croissances qu'elle requiert, la fabrication de ces guides d'ondes reste lourde et complexe à mettre en œuvre.

Une autre technique, valable en configuration d'optique guidée, consiste à compenser la dispersion chromatique avec la différence d'indice effectif qui existe entre des modes d'ordres différents. L'intérêt porté à cette stratégie d'accord de phase modal a récemment été ravivé par l'utilisation de guides d'ondes à réflecteurs de Bragg [26]. Une efficacité de conversion normalisée de  $300 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  a ainsi été démontrée dans des guides d'ondes AlGaAs, longs de 2.2 mm et présentant des pertes de l'ordre de  $2 \text{ cm}^{-1}$ , conçus pour la conversion descendante de fréquence de 775 vers 1550 nm [27]. La génération paramétrique de photons jumeaux à 1.55  $\mu\text{m}$  a par ailleurs été démontrée dans le même guide d'ondes passif pompé optiquement avec une efficacité de  $2 \times 10^{-8}$  paires de photons/photon de pompe<sup>7</sup> [29]. Enfin, l'émission laser vers 980 nm a été obtenue dans une structure active de ce type pompée électriquement [30], de même que la génération paramétrique de photons signal et complémentaire autour de 1.7 et 2.3  $\mu\text{m}$  respectivement [31].

Le schéma d'accord de phase à biréfringence de forme constitue une troisième technique utilisée dans les guides d'ondes AlGaAs. La dispersion chromatique peut en effet être compensée par la biréfringence artificielle induite lorsque la symétrie du cristal isotrope est brisée [32]. Cet effet peut être obtenu dans une structure multicouche dans laquelle deux ondes polarisées perpendiculairement ont des conditions de continuité aux interfaces différentes. Son importance est alors d'autant plus grande que le contraste d'indice entre les deux matériaux est fort. Suite à la découverte en 1990 d'un procédé d'oxydation thermique humide permettant de fabriquer à partir de couches épitaxiales d'AlGaAs un oxyde d'aluminium (AlOx) natif, stable et possédant un faible indice de réfraction ( $n \sim 1.6$ ) [33], des convertisseurs de fréquence en guide d'ondes AlGaAs/AlOx ont été développés dans les laboratoires de *Thomson CSF* (aujourd'hui *Alcatel Thales III-V Lab*) à la fin des années 90. La première démonstration expérimentale de cette

---

7. L'efficacité de conversion allant comme le carré de la longueur du guide d'ondes, il est remarquable d'obtenir une valeur inférieure d'un facteur 50 seulement par rapport au cas d'un guide PPLN dans un guide 15 fois plus court [28].

technique d'accord de phase a été effectuée en 1997 dans un guide d'ondes opérant entre le proche IR et le moyen IR [34]. Cette technique a ensuite été mise en œuvre avec succès dans le proche et moyen IR, que ce soit pour des conversions de fréquence montante ou descendante [35, 36, 37]. Les derniers résultats obtenus au sein de l'équipe *DON* du laboratoire *Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ)* font état d'une efficacité de conversion normalisée de  $1500\%W^{-1}cm^{-2}$  dans des guides de 3 mm opérant entre 1.06 et 2.12  $\mu m$  et présentant des pertes d'environ  $1\text{ cm}^{-1}$  [38].

Le système AlGaAs/AlOx semble être une plate-forme attractive pour l'optoélectronique et la photonique intégrées : il bénéficie de techniques de croissance et de fabrication matures, possède une structure électronique à bande interdite directe, une forte non linéarité quadratique et un oxyde natif de faible indice, électriquement isolant. D'un point de vue technologique, les dispositifs non linéaires AlGaAs/AlOx ont bénéficié d'un effort de développement au cours des dix dernières années. Alors que les premiers résultats souffraient de l'immaturité des techniques de fabrication, les récentes efficacités de conversion sont comparables à celles de guides PPLN dix fois plus longs. Néanmoins, l'écart significatif persistant, en termes de pertes de propagation, limite leurs performances. En dépit de ses propriétés intéressantes, l'AlOx n'est donc pas encore tout à fait mature pour les applications les plus exigeantes. À ce jour, ses propriétés structurales et optiques restent mal connues et sa maîtrise est un enjeu important.

Nous estimons qu'aujourd'hui la compréhension fine du processus d'oxydation au niveau microscopique est primordiale pour améliorer la qualité de l'oxyde. En effet, il a récemment été montré que les interfaces des couches d'AlOx ne sont pas lisses et qu'une couche intermédiaire d'oxyde de GaAs de mauvaise qualité se forme près des interfaces lors d'un chauffage excessif et/ou prolongé [39]. L'étude approfondie de tels guides d'ondes biréfringents et de l'AlOx en particulier, d'un point de vue science des matériaux et d'un point de vue optique est donc nécessaire pour déterminer les paramètres clés à contrôler dans le but d'optimiser leurs performances.

Dans ce contexte, cette thèse vise à développer le savoir-faire nécessaire à la maîtrise de l'AlOx et à la fabrication de nouvelles sources paramétriques intégrées émettant dans l'IR à base de guides d'ondes biréfringents AlGaAs partiellement oxydés. Deux dispositifs à fort potentiel en particulier ont été visés : 1) une source de lumière non classique aux longueurs d'ondes télécoms, efficace et fonctionnant à température ambiante, et 2) un OPO monolithique dans le proche et moyen IR opérant à dégénérescence entre 1.06  $\mu m$  et 2.12  $\mu m$ .

Concernant la première, à la suite de la démonstration de principe d'un guide d'ondes réalisant la conversion de fréquence  $1.6\text{ }\mu m \rightarrow 800\text{ nm}$  dès 1998 [35], les importantes pertes de propagation dues à la mauvaise maîtrise du processus de fabrication sont apparues comme le principal frein empêchant le développement de cette technique d'accord de phase à ces longueurs d'ondes. Mon travail a consisté à concevoir, fabriquer

et caractériser un convertisseur de fréquence opérant entre 775 nm et 1.55  $\mu\text{m}$ , optimisé à l'aide des derniers développements technologiques, afin d'évaluer la pertinence de ce schéma d'accord de phase.

Concernant la seconde, malgré des performances d'optique non linéaire à l'état de l'art pour les guides d'ondes semi-conducteurs [38], la démonstration d'un OPO intégré en guide d'ondes AlGaAs biréfringent a jusqu'ici été empêchée par les pertes de propagation et l'absence de cavité optique intégrée. Dans la foulée des travaux de thèse précédents, qui ont permis d'améliorer la qualité des échantillons grâce à l'optimisation des procédés de gravure et d'oxydation [40, 41], mon travail a consisté à poursuivre l'effort porté sur l'étape d'oxydation, critique pour les pertes de propagation, et à concevoir, fabriquer et caractériser des miroirs hautement réfléchissants déposés sur les facettes des guides d'ondes.

## Organisation du manuscrit

Ce manuscrit de thèse est organisé comme suit : le **chapitre 1** rappelle les bases d'optique non linéaire quadratique en guide d'ondes, introduit les outils théoriques qui sont utilisés par la suite, et passe en revue les différentes stratégies d'accord de phase existantes pour les dispositifs AlGaAs.

Le **chapitre 2** est consacré à la conception et à la fabrication d'un guide d'ondes AlGaAs/AlOx destiné à générer des paires de photons à 1.55  $\mu\text{m}$  par conversion paramétrique descendante d'une pompe à 775 nm. Les résultats d'optique non linéaire obtenus y sont présentés, ainsi qu'une analyse comparative avec l'état de l'art.

Le **chapitre 3** consiste en une étude approfondie de l'origine des pertes de propagation à partir de leur dépendance spectrale. Deux mécanismes de pertes y sont mis en évidence grâce à la confrontation des résultats expérimentaux de mesures de pertes avec un modèle dont les paramètres ont été fournis par une étude de microscopie électronique.

Le **chapitre 4** contient les résultats des développements technologiques visant à augmenter l'efficacité de conversion de sources paramétriques AlGaAs/AlOx, en vue de la démonstration d'une source de lumière non classique aux longueurs d'ondes télécoms et d'un OPO intégré émettant dans le proche et moyen IR. Ils concernent tout d'abord l'optimisation fine de l'étape d'oxydation à l'aide de caractérisations optiques systématiques, puis la fabrication et la caractérisation de miroirs diélectriques intégrés aux guides d'ondes.

Quelques perspectives sont finalement données en conclusion.

# Chapitre 1

## Conversion de fréquences en guides d'ondes AlGaAs

L'OBJECTIF de ce chapitre est de rappeler les bases théoriques d'optique non linéaire quadratique et de les spécifier au cas des guides d'ondes semi-conducteurs AlGaAs sur lesquels se focalise ce travail. Les expériences de mélange à trois ondes mises en œuvre sont présentées, et les facteurs de mérite permettant d'évaluer les performances de nos convertisseurs de fréquence introduits. Enfin, les techniques usuelles d'accord de phase et leurs réalisations pratiques sont passées en revue, notamment la biréfringence de forme, qui est la stratégie retenue pour les guides d'ondes non linéaires présentés par la suite.

### 1.1 Fondamentaux d'optique non linéaire quadratique

L'optique non linéaire est la branche de l'optique qui étudie les interactions non linéaires de la matière avec des rayonnements électromagnétiques intenses. Une explication physique qualitative consiste à assimiler les dipôles microscopiques constitutifs de la matière à des oscillateurs harmoniques [15]. Pour un champ incident de faible amplitude, le nuage électronique oscille dans un potentiel parabolique, à la fréquence d'excitation. Lorsque l'amplitude du champ augmente, le potentiel devient anharmonique et des harmoniques d'ordres supérieurs apparaissent dans le spectre de la polarisation macroscopique induite. Ceux-ci agissent alors comme des sources de rayonnement à de nouvelles fréquences optiques : c'est le phénomène de conversion de fréquence. Historiquement, il a donc fallu attendre 1960 et la première démonstration du laser ( $\lambda = 694 \text{ nm}$ ) par Maiman, pour que l'année suivante, Franken ne donne naissance à ce champ de la physique en observant le doublage de fréquence optique dans un cristal de quartz ( $\lambda = 347 \text{ nm}$ ) [42].

Les milieux diélectriques non linéaires que nous considérons ici sont supposés ho-

mogènes, invariants dans le temps, et leur réponse locale dans le temps et l'espace<sup>1</sup>. La polarisation induite par le champ électrique  $\vec{E}$  peut alors être développée sous la forme :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)}_{\vec{P}^L} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(2)} : \vec{E}(\vec{r}, t)^2}_{\vec{P}^{(2)}} + \underbrace{\varepsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t)^3}_{\vec{P}^{(3)}} + \dots \quad (1.1)$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide et le tenseur  $\chi^{(n)}$  représente la susceptibilité électrique d'ordre  $n$  du matériau. L'amplitude des susceptibilités diminuant rapidement avec l'ordre de la non linéarité<sup>2</sup>, le terme linéaire  $\vec{P}^L$  est généralement suffisant pour rendre compte de l'interaction lumière-matière à travers  $n$  l'indice de réfraction<sup>3</sup>. Cependant, pour des champs d'amplitudes plus importantes<sup>4</sup> le terme non linéaire  $\vec{P}^{NL}$  devient significatif et doit alors être pris en compte.

Afin d'exprimer les polarisations d'ordres supérieurs, on considère le cas général d'un champ électrique  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  décomposé en ondes planes monochromatiques :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_n \vec{E}_n(\vec{r}, t) = \sum_n \frac{1}{2} \left\{ E_n(\vec{r}, \omega_n) \exp \left[ i \left( \omega_n t - \vec{k}_n \cdot \vec{r} \right) \right] \vec{e}_n + c.c. \right\} \quad (1.2)$$

avec  $\omega_n$  la pulsation,  $\vec{k}_n$  le vecteur d'onde,  $E_n$  l'amplitude et  $\vec{e}_n$  l'état de polarisation de la  $n^e$  composante du spectre. Chaque composante est une grandeur complexe et *c.c.* désigne la grandeur complexe conjuguée, de sorte que  $\vec{E}$  soit une grandeur physique réelle.

Nous nous restreignons ici aux non linéarités d'ordre 2, et dans l'espace de Fourier, la  $i^e$  coordonnée cartésienne (complexe) de la polarisation non linéaire s'exprime :

$$P_i^{(2)}(\omega_l = \omega_m + \omega_n) = \frac{\varepsilon_0}{2} \sum_{m,n} \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_l; \omega_m, \omega_n) \cdot E_j(\omega_m) \cdot E_k(\omega_n) \quad (1.3)$$

La non linéarité quadratique du matériau couple alors les composantes du champ total vérifiant la conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\omega_l = \omega_m + \omega_n \quad (1.4a)$$

$$\vec{k}_l = \vec{k}_m + \vec{k}_n \quad (1.4b)$$

En général, les éléments du tenseur  $\chi^{(2)}$  sont des grandeurs complexes, dépendent des fréquences couplées, et possèdent un nombre limité de propriétés intrinsèques de

---

1. On se limite au cas des interactions dites « intrinsèques » pour lesquelles le matériau est transparent aux longueurs d'ondes mises en jeu dans le processus non linéaire. Les transferts d'énergie ne s'appuient pas les niveaux de la matière, mais sur des niveaux virtuels dans la bande interdite.

2.  $|\chi^{(1)}| \sim 1$ ,  $|\chi^{(2)}| \sim 10^{-11}$  m/V,  $|\chi^{(3)}| \sim 10^{-22}$  m<sup>2</sup>/V<sup>2</sup> [15]

3.  $n = \sqrt{1 + \Re(\chi^{(1)})}$

4. Typiquement celles d'un laser focalisé  $\sim 10^{10-11}$  V/m.



symétries et de permutations. Cependant, puisque nous considérons ici des milieux sans pertes, ces dernières sont élargies : ses éléments sont des quantités réelles, et restent inchangés par permutation simultanée des couples d'indices de coordonnées et de pulsations  $\{(i, l), (j, m), (k, n)\}$ . De plus, loin de toute résonance du matériau, la dispersion du tenseur est nulle et la symétrie de Kleinman s'applique : ses éléments ne dépendent plus des pulsations et restent invariants par permutation des seuls indices de coordonnées  $(i, j, k)$  [43]. Ainsi l'efficacité de conversion ne dépendra pas du type de processus de mélange à trois ondes. Enfin, des considérations de symétrie et d'invariance du matériau finissent de réduire fortement le nombre de composantes non nulles indépendantes, ce qui permet la tabulation des différentes formes existantes [44]. En particulier, on montre que si le matériau possède un centre d'inversion (cas du silicium et de la silice) alors  $\chi^{(2)} = 0$ .

Dans la pratique, le tenseur  $\chi^{(2)}$  est remplacé par le tenseur  $d_{ijk} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)}$ , et l'utilisation de la notation contractée de Voigt nous permet de nous ramener à la manipulation plus commode d'une matrice  $3 \times 6$ .

### 1.1.1 Équations d'ondes couplées

Dans le cas qui nous intéresse, le champ incident est constitué de deux ondes à  $\omega_1$  et  $\omega_2$  et la polarisation non linéaire d'ordre 2 oscille aux fréquences  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $\omega_1 \pm \omega_2$  et à fréquence nulle (apparition d'un champ continu). Ces termes traduisent la conversion de fréquence qui s'opère dans le matériau, et synthétisent l'ensemble des mélanges à trois ondes existants :

- génération de second harmonique (SHG)  $\omega_3 = 2\omega$
- génération de fréquence somme (SFG) :  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$
- génération de fréquence différence (DFG) :  $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$
- rectification optique :  $\omega_3 = 0$

En toute rigueur, il faut ajouter à cette liste la fluorescence paramétrique (FP) qui correspond, d'un point de vue corpusculaire, à la destruction d'un photon à  $\omega_P$  (l'onde la plus intense est dite de *pompe*<sup>5</sup>) avec création simultanée de deux photons à  $\omega_S$  et  $\omega_C$  (appelés *signal* et *complémentaire*)<sup>6</sup>. À l'exception de ce processus quantique, le formalisme classique développé ici est suffisant pour décrire quantitativement les effets non linéaires sur lesquels se focalise ce travail.

L'étude du transfert d'énergie entre les ondes en présence se fait à l'aide d'un système d'équations couplées établi à partir des équations de Maxwell. Dans un milieu diélectrique, non magnétique, isotrope, sans charge ni courant, l'équation d'onde s'écrit :

$$\Delta \vec{E} - \left(\frac{n}{c}\right)^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

5. Cela reste vrai pour toute expérience d'optique non linéaire autre que la FP.

6. Toujours avec conservation de l'énergie  $\hbar\omega_P = \hbar\omega_S + \hbar\omega_C$ .



où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $\mu_0$  la perméabilité du vide. Ainsi, le terme de polarisation non linéaire, induit par le couplage des champs électriques, agit en retour comme un terme source dans la propagation de ces mêmes champs ; il entraîne sous certaines conditions le transfert d'énergie entre les ondes à différentes fréquences.

Dans la suite, nous considérons trois ondes planes monochromatiques colinéaires se propageant selon l'axe  $z$ , aux fréquences  $\omega_j$  avec  $j = (1, 2, 3)$  telles que  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  :

$$\vec{E}_j(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \{E_j(z) \exp(i(\omega_j t - k_j z)) \vec{e}_j + c.c.\} \quad (1.6)$$

Lorsque l'on injecte l'Éq. 1.6 dans l'Éq. 1.5 après avoir calculé les polarisations avec l'Éq. 1.3, on obtient les trois équations différentielles régissant l'évolution des ondes en interaction, que l'on projette sur leur état de polarisation respectif. L'approximation classique de l'enveloppe lentement variable nous permet alors de les simplifier en [45] :

$$\frac{dE_1}{dz} = -i\kappa_1 E_2^* E_3 e^{-i\Delta k z} \quad (1.7a)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = -i\kappa_2 E_1^* E_3 e^{-i\Delta k z} \quad (1.7b)$$

$$\frac{dE_3}{dz} = -i\kappa_3 E_1 E_2 e^{i\Delta k z} \quad (1.7c)$$

où les  $\kappa_j = \omega_j d_{\text{eff}}/n_j c$  sont les constantes de couplage,  $n_j$  l'indice de réfraction du matériau à  $\omega_j$ ,  $d_{\text{eff}}$  est la projection du tenseur non linéaire sur les vecteurs propres des champs et  $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$  le désaccord de phase.

Lors de la résolution de ce système, le sens du transfert d'énergie, et donc le type processus de conversion (SHG si  $\omega_1 = \omega_2$ , SFG ou DFG sinon), est déterminé par la relation de phase entre les champs en présence.  $\Delta k$  apparaît donc comme un paramètre critique pour la conversion de fréquence. Il est clair que lorsque  $\Delta k \neq 0$ , les amplitudes des champs oscilleront avec  $z$ . En revanche, pour  $\Delta k = 0$ , les exponentielles des seconds membres de l'Éq. 1.7 seront constantes, et l'interaction non linéaire se construira efficacement au cours de la propagation.

### 1.1.2 Efficacité de conversion

Les efficacités de conversion des différents processus sont obtenues en résolvant l'Éq. 1.7. Concernant la SFG, où deux photons à  $\omega_1$  et  $\omega_2$  se combinent pour produire une photon à  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ , l'efficacité de conversion est définie par :

$$\eta_{\text{SFG}} = \frac{\mathcal{P}_3}{\mathcal{P}_1 \mathcal{P}_2} \quad [\text{W}^{-1}] \quad (1.8)$$

avec  $\mathcal{P}_j$  la puissance optique de l'onde à  $\omega_j$ , obtenue en intégrant l'intensité optique  $I_j = \frac{1}{2} n_j \epsilon_0 c |E_j|^2$  sur l'aire effective d'interaction des trois ondes  $\mathcal{A}$ .

De manière générale, l'intégration du système d'équations couplées n'est pas immédiate et peut nécessiter des méthodes de résolution numériques. Cependant, nous nous plaçons dans un régime d'interaction faible (vérifié expérimentalement) qui suppose que les deux champs sources  $E_1$  et  $E_2$  ne sont pas déplétés par l'interaction au cours de la propagation. La résolution du système est alors immédiate et il vient :

$$\eta_{\text{SFG}} = \eta_{\text{SFG}}^0 L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (1.9)$$

où  $L$  est la longueur du cristal, et  $\eta_{\text{SFG}}^0$  l'efficacité de conversion normalisée (à la puissance et à la distance) :

$$\eta_{\text{SFG}}^0 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 c n_1 n_2 n_3 \lambda_3^2 \mathcal{A}} \quad [\text{W}^{-1} \text{cm}^{-2}] \quad (1.10)$$

L'efficacité de conversion normalisée est un bon outil de comparaison des performances intrinsèques de plusieurs dispositifs<sup>7</sup>. L'efficacité de conversion (et donc la puissance disponible en sortie du convertisseur) en est un autre, plus absolu, qui tient également compte de la longueur de l'échantillon. On retiendra qu'un convertisseur de fréquence sera d'autant plus efficace que  $\eta^0$  est grand et que l'on opère à la condition d'accord de phase  $\Delta k = 0$ , avec une grande distance de propagation.

Grâce à l'Éq. 1.9, le rôle du désaccord de phase est maintenant plus explicite. Lorsque  $\Delta k \neq 0$ , la puissance générée oscille le long du guide avec une période égale au double de la longueur de cohérence  $L_c = \pi/\Delta k$ . Celle-ci représente la distance de propagation au bout de laquelle le rayonnement à  $\omega_3$ , généré à l'abscisse  $z$ , se retrouve en opposition de phase avec celui généré un peu plus loin à  $z + L_c$ . L'interaction non linéaire devient alors destructive et le sens du transfert d'énergie s'inverse, de sorte que  $L_c$  peut être vue comme la longueur maximale de cristal utile pour la conversion de fréquence. En revanche, lorsque  $\Delta k = 0$  les champs conservent leur relation de phase initiale, et l'interaction se construit quadratiquement avec  $L$ .

Dans un cristal d'AlGaAs massif,  $L_c$  est typiquement de l'ordre du micron dans le proche IR, et de quelques dizaines de microns dans le moyen IR, soulignant l'importance de la condition d'accord de phase. Toutefois, dans la pratique, la vérification de cette condition n'est pas aisée. Dans le cas de la SHG par exemple,  $\Delta k = 0$  se traduit par la relation  $n_\omega = n_{2\omega}$ . La dispersion chromatique des matériaux ne permettant pas en général d'avoir cette égalité, plusieurs solutions ont dû être proposées et développées, comme nous le verrons dans la section 1.3.

Enfin, d'un point de vue spectral, la bande d'acceptance du processus de conversion est fixée par la largeur à mi-hauteur de la fonction  $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$ . Cette dernière est inversement proportionnelle à la longueur du cristal et dépend également de ses propriétés dispersives. Ce critère est particulièrement pertinent dans le domaine des

---

7. Notons au passage que le facteur de mérite  $d^2/n^3$  permettant d'évaluer et de comparer les non linéarités de différents matériaux provient de l'Éq. 1.10.

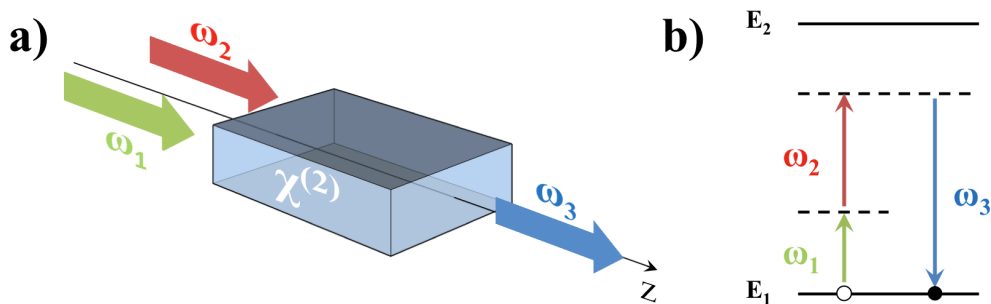
communications quantiques par exemple, où il est souhaitable de disposer de photons de faible largeur spectrale pouvant être propagés sur de longues distances sans dispersion chromatique dans des fibres optiques standards.

### 1.1.3 Mélanges à trois ondes

Les résultats que nous venons de rappeler concernant la SFG peuvent également être étendus aux autres types de mélanges à trois ondes, et la nécessité de l'accord de phase reste primordiale. Dans la suite, nous passons en revue les différents processus de mélange à trois ondes. Afin d'illustrer les différentes interactions de type  $\chi^{(2)}$ , nous utiliserons la vision quantique déjà évoquée précédemment, qui consiste à représenter les transferts d'énergie et d'impulsion en termes de photons et de niveaux de transition virtuels [15]. À ce propos, dans les milieux sans pertes auxquels nous nous intéressons, les relations de Manley-Rowe font état de la conservation du nombre de photons. Ainsi, dans un mélange à trois ondes tel que  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ , la création (resp. l'annihilation) d'un photon à  $\omega_3$  s'accompagne de l'annihilation (resp. la création) simultanée de deux photons à  $\omega_1$  et  $\omega_2$ .

#### Somme et doublage de fréquence

Comme illustré en Fig. 1.1, le processus de somme de fréquence correspond au cas où deux ondes incidentes à  $\omega_1$  et  $\omega_2$  donnent naissance à une onde à  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ . Pour cela, un premier photon d'énergie  $\hbar\omega_1$ , puis un second d'énergie  $\hbar\omega_2$ , peuplent respectivement le premier et le second niveau virtuel (représentés en pointillés). La désexcitation du système, et son retour à l'état fondamental, s'accompagne de l'émission d'un photon somme de fréquences (SF) à  $\omega_3$ . Si les photons incidents sont dégénérés en fréquence (*i.e.*  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ ), on parle alors de doublage de fréquence, ou SHG.



**Figure 1.1** – Cas de la SFG : a) Schéma de l'interaction b) Transitions virtuelles dans le système à deux niveaux.

Par un raisonnement similaire à celui mené précédemment pour la SFG, la résolution

du système d'équations couplées aboutit à :

$$\eta_{\text{SHG}} = \frac{\mathcal{P}_{2\omega}}{\mathcal{P}_{\omega}^2} = \eta_{\text{SHG}}^0 L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad (1.11)$$

$$\eta_{\text{SHG}}^0 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 c n_{2\omega} n_{\omega}^2 \lambda_{\omega}^2 \mathcal{A}} \quad (1.12)$$

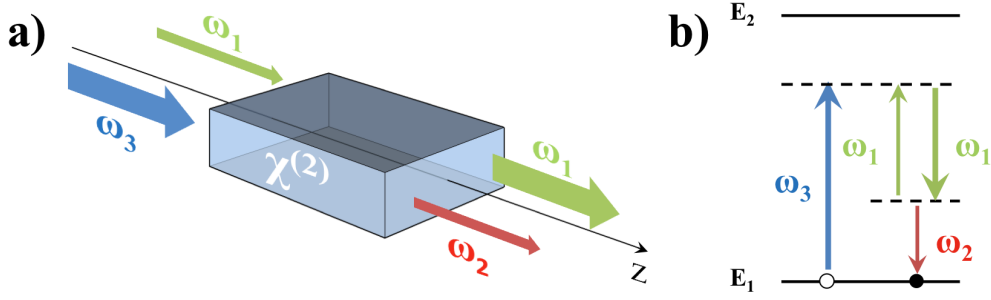
où les indices  $\omega$  et  $2\omega$  se rapportent à la fréquence fondamentale (FF) et au second harmonique (SH), et  $\lambda_{\omega}$  est la longueur d'onde de pompe.

Dans la pratique, la SHG est le processus quadratique le plus répandu car le plus simple à mettre en œuvre (un seul faisceau de pompe suffit). À l'accord de phase, ce processus peut être mis à profit pour fabriquer, par doublements de fréquence successifs, des sources cohérentes émettant efficacement à des longueurs d'ondes visibles et jusque dans l'ultraviolet (UV). Le doublage d'un laser Nd:YAG à 1064 nm est un exemple classique : à faible puissance (quelques milli-Watts) dans les pointeurs lasers verts, comme à forte puissances (plusieurs dizaines de Watts) pour le pompage de lasers Ti:Saphir. Bien d'autres applications existent, allant de l'autocorrélateur optique pour la caractérisation d'impulsions lasers ultracourtes [46], au traitement tout optique du signal autour de 1.55  $\mu\text{m}$  en cascasant les doubleurs de fréquence [47].

Hors dégénérescence, la SHG se généralise en SFG. De manière similaire au doublage, la somme de fréquence permet de concevoir des sources dans le visible et l'UV. Cependant, en maintenant  $\omega_1$  fixe avec  $\omega_2$  variable, elles auront en plus l'avantage d'être accordables. Par ailleurs, l'utilisation conjointe d'un cristal  $\chi^{(2)}$  et d'une photodiode à avalanche Si (efficace et à bas bruit) permet, par conversion ascendante de photons IR télécoms vers la bande 600–800 nm, d'obtenir de meilleurs résultats que ceux obtenus avec un détecteur de photons uniques InGaAs opérant directement autour de 1.55  $\mu\text{m}$  [48].

### Différence de fréquence - Amplification paramétrique

La configuration correspondant à la DFG est donnée en Fig. 1.2. Ici, un photon d'énergie  $\hbar\omega_3$  se combine avec un photon d'énergie  $\hbar\omega_1$  moindre. De manière analogue au phénomène d'émission stimulée dans un milieu à gain laser, le système se désexcite partiellement en générant un photon identique à  $\omega_1$ . Ce faisant, un troisième photon différence de fréquences (DF) à  $\omega_2$  est émis afin de satisfaire la conservation de l'énergie. Notons que cette interaction paramétrique, en plus de générer un faisceau DF, amplifie dans le même temps celui à  $\omega_1$ . Selon que l'on s'intéresse à l'un ou à l'autre on parlera respectivement de DFG ou d'amplification paramétrique optique (OPA). Dans le premier cas, les faisceaux incidents ont généralement des puissances comparables, alors que dans une expérience d'OPA le faisceau à  $\omega_3$  sera plus intense que celui à  $\omega_1$ . Dans cette configuration les trois ondes à  $\omega_3$ ,  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont communément appelées *pompe*, *signal* et *complémentaire*.



**Figure 1.2** – Cas de la DFG/OPA : a) Schéma de l'interaction b) Transitions virtuelles dans le système à deux niveaux.

Du point de vue de la génération de DF, l'efficacité de conversion et l'efficacité normalisée sont données par :

$$\eta_{\text{DFG}} = \frac{\mathcal{P}_2}{\mathcal{P}_1 \mathcal{P}_3} = \eta_{\text{DFG}}^0 L^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (1.13)$$

$$\eta_{\text{DFG}}^0 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 c n_1 n_2 n_3 \lambda_2^2 \mathcal{A}} \quad (1.14)$$

Ce processus est notamment utilisé pour produire des sources de rayonnements cohérents accordables dans le moyen et lointain IR, à partir de deux sources lasers aux longueurs d'ondes voisines dans le proche IR [49]. Dans le domaine des télécommunications optiques, la réalisation tout optique d'un multiplexeur en longueur d'onde (en mélangeant les canaux à 1550 nm avec une pompe accordable autour de 775 nm) permet d'accroître les débits de transmission de données et de réduire les temps de latence [50]. En utilisant plusieurs pompes, plusieurs canaux peuvent être traités en parallèle.

Concernant l'amplification de l'onde signal, le calcul du gain paramétrique nécessite de résoudre l'Éq. 1.7 avec de nouvelles conditions initiales. En supposant la non-déplétion de la pompe et en se plaçant dans un régime de faible gain, on calcule les puissances de signal et de complémentaire en sortie du cristal :

$$\mathcal{P}_S(L) = \mathcal{P}_S(0) \times (1 + G) \quad (1.15a)$$

$$\mathcal{P}_C(L) = \mathcal{P}_S(0) \times \frac{\omega_C}{\omega_S} G \quad (1.15b)$$

où les indices S et C signifient « signal » et « complémentaire », et sont utilisés en remplacement des indices 1 et 2<sup>8</sup>. Le gain paramétrique  $G$  que l'on a fait apparaître s'exprime :

$$G = (gL)^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (1.16)$$

8. De même pour la pompe :  $3 \leftrightarrow P$  dans la suite.

et le coefficient de gain  $g$  est défini par :

$$g = \sqrt{\frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\varepsilon_0 c n_P n_S n_C \lambda_S \lambda_C}} \frac{\mathcal{P}_P}{\mathcal{A}} \quad [\text{cm}^{-1}] \quad (1.17)$$

À l'instar des efficacités de conversion vues jusqu'à présent, le gain paramétrique  $G$  est maximum quand  $\Delta k = 0$ , et la largeur spectrale de la courbe de gain est fixée par la largeur à mi-hauteur du  $\text{sinc}^2$ . De plus, lorsque l'on se place à la dégénérescence<sup>9</sup> le coefficient de gain  $g$  est maximal, et s'exprime alors directement en fonction de la puissance de pompe et de l'efficacité de conversion normalisée de SHG :

$$\frac{g}{\sqrt{\mathcal{P}_P}} = \sqrt{\eta_{\text{SHG}}^0} \quad [\text{cm}^{-1} \text{W}^{-1/2}] \quad (1.18)$$

### Fluorescence paramétrique - Oscillation paramétrique

La FP est un processus formellement équivalent à la DFG, observé en l'absence de faisceau signal en entrée. Il correspond à la conversion descendante spontanée d'un photon de pompe en une paire de photons signal et complémentaire<sup>10</sup>. L'analyse classique développée pour la DFG ne fait pourtant pas apparaître une telle solution. En effet, ce processus purement quantique tire son origine de l'interaction de l'onde de pompe avec les fluctuations du vide, et n'est rigoureusement décrit qu'après quantification des champs signal et complémentaire [51]. L'onde signal à  $\omega_S$  (resp. complémentaire à  $\omega_C$ ) est alors générée par amplification du bruit quantique à  $\omega_C$  (resp.  $\omega_S$ ). Toutefois, le calcul de la puissance à  $\omega_S$  en sortie du cristal peut être effectué classiquement, en considérant en entrée du cristal un faisceau effectif à  $\omega_C$  [52]. L'intensité de ce dernier correspondrait à celle obtenue en mettant un photon par temps de vie du champ complémentaire [53], soit une densité spectrale de puissance donnée par :

$$d\mathcal{P}_C(0) = \hbar\omega_C \frac{d\omega_C}{2\pi} \quad (1.19)$$

La puissance élémentaire générée à  $\omega_S$  est ensuite déduite du réciproque de l'Éq. 1.15 :

$$d\mathcal{P}_S(L) = \frac{\omega_S}{\omega_C} G \times d\mathcal{P}_C(0) \quad (1.20)$$

ce qui donne, après intégration sur l'axe des fréquences :

$$\mathcal{P}_S(L) = \frac{\hbar\omega_S}{2\pi} (gL)^2 \Delta\omega_C \quad (1.21)$$

avec  $\Delta\omega_C = \int \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) d\omega_C$  représentant la largeur spectrale du bruit quantique participant de façon effective à la génération du signal de fluorescence.

---

9.  $\lambda_S = \lambda_C = 2\lambda_P$

10. Les paires efficacement créées seront celles vérifiant la conservation de l'impulsion, en plus de la conservation d'énergie.

On constate alors que la puissance de FP est proportionnelle à la puissance de pompe ( $g^2 \propto \mathcal{P}_P$ ), ce qui signifie que l'efficacité du processus est plus faible que celle des autres processus quadratiques (pour lesquels on a  $\mathcal{P}_3 \propto \mathcal{P}_1 \mathcal{P}_2$ ). Les longueurs d'ondes émises peuvent quant à elles être ajustées dans une large gamme spectrale, seulement limitée par la transparence du cristal, en modifiant la condition d'accord de phase<sup>11</sup>.

Dans un régime de comptage de photons, la brillance des sources de photons jumeaux se fait en comparant leur efficacité de fluorescence paramétrique. Celle-ci s'exprime en paires de photons signal et complémentaire par photon de pompe. Elle s'obtient en convertissant les puissances de pompe et de fluorescence de l'Éq. 1.21 en flux de photons, et vaut à la dégénérescence :

$$\eta_{FP} = \eta_{SHG}^0 L^2 \frac{\hbar \omega_P}{2\pi} \Delta \omega_C \quad (1.22)$$

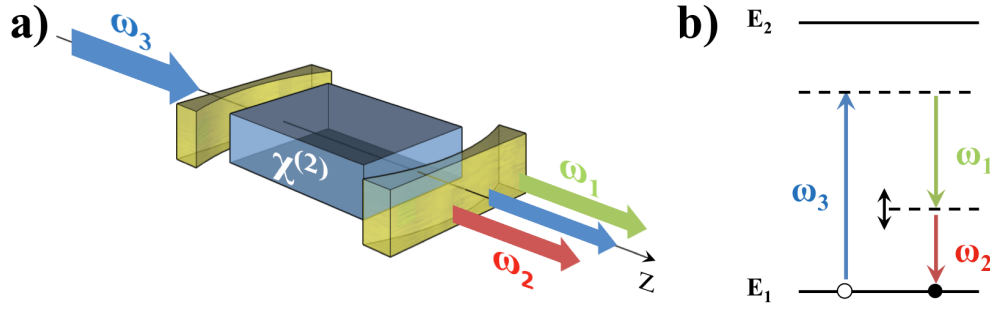
Dans la pratique, les applications directes de la FP en tant que source cohérente accordable sont limitées au seul régime impulsif car seules les grandes puissances crête permettent de bénéficier d'une conversion de puissance significative. Cependant, ce processus est surtout utilisé pour générer des états non-classiques de la lumière [54]. À ce jour, la FP reste le moyen le plus répandu pour produire des paires de photons, dont les propriétés de corrélation, voire d'intrication, sont utilisées en optique quantique [55]. Enfin, la FP peut être mise en œuvre pour déterminer expérimentalement la courbe d'accordabilité d'un dispositif.

Dans un milieu à gain paramétrique, les valeurs d'amplification obtenues dans une configuration à simple passage restent relativement modestes. Un moyen d'exalter le gain consiste alors à placer le cristal non linéaire dans une cavité optique résonante. Puisque la valeur du gain dépend de la puissance de pompe, il existe un seuil de pompe pour lequel le gain paramétrique compense exactement les pertes optiques de la cavité, et le dispositif se met à osciller aux fréquences optiques  $\omega_S$  et  $\omega_C$  : c'est le phénomène d'oscillation paramétrique représenté en Fig. 1.3. À la manière d'un laser, fonctionnant sur le même principe mais avec un gain de nature différente, un tel dispositif émet des rayonnements cohérents directionnels dont les puissances augmentent rapidement au-delà du seuil [44]. Un OPO peut être simplement, doublement ou triplement résonant, selon que la cavité est résonnante à  $\omega_S$  seulement, à  $\omega_S$  et  $\omega_C$ , ou à  $\omega_S$ ,  $\omega_C$  et  $\omega_P$  conjointement. Les caractéristiques de ces configurations seront présentées et discutées en section 4.2.1.

L'importance pratique des OPOs provient de leur capacité à transférer la puissance d'un laser de pompe à des faisceaux cohérents, dont les longueurs d'ondes sont accordables continûment sur de grandes plages spectrales<sup>12</sup>. Ils permettent ainsi de fabriquer

11. Cela se fait en changeant la température, l'orientation du cristal ou  $\lambda_P$ .

12. Comme pour la FP, il suffit de modifier la condition d'accord de phase pour régler les longueurs d'ondes de sortie. En revanche, la plage d'accordabilité est maintenant limitée, pour un cristal transparent, par la bande de réflectivité des miroirs.



**Figure 1.3** – Cas de l'OPO : a) Schéma de l'interaction b) Transitions virtuelles dans le système à deux niveaux. L'accordabilité de l'OPO est obtenue en ajustant la répartition de l'énergie du photon de pompe entre les photons signal et complémentaire (double flèche), fixée par la condition d'accord de phase.

des sources polyvalentes émettant dans des gammes de longueurs d'ondes difficilement accessibles aux lasers conventionnels (de l'UV au moyen IR [56]).

## 1.2 Optique non linéaire et guides d'ondes

Comme nous le font constater les Éqs. 1.9 et 1.10, l'efficacité d'un convertisseur de fréquence est conditionnée par trois facteurs :

- $\eta^0 \propto d_{\text{eff}}^2/n^3 \times \mathcal{P}_P/\mathcal{A}$ , l'efficacité normalisée de conversion
- $L^2$ , le carré de la longueur d'interaction
- $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$ , la condition d'accord de phase

Le premier point concerne à la fois le choix du matériau et la géométrie du faisceau de pompe. Comme nous l'avons vu précédemment, la plate-forme semi-conductrice AlGaAs se prête particulièrement bien à la conception de dispositifs non linéaires efficaces. Concernant la pompe, la forte intensité lumineuse désirée peut être obtenue en focalisant le faisceau, mais au prix d'une réduction de la longueur d'interaction effective<sup>13</sup> par la diffraction, ce qui va à l'encontre du second point. Le passage à une configuration d'optique guidée apparaît alors comme une solution plus avantageuse, car les champs peuvent être confinés dans des structures à faible section transverse (de l'ordre du carré des longueurs d'ondes transmises), et propagés sans diffraction sur des longueurs virtuellement infinies. Malgré des processus de fabrication plus complexes, l'ingénierie des indices optiques permet de concevoir des guides d'ondes pour lesquels les indices effectifs (et leur dispersion), ainsi que l'aire d'interaction des modes peuvent être optimisés à souhait. Le troisième aspect enfin, sera traité en section 1.3, où l'on présentera les différentes techniques de réalisation d'accord de phase en configuration d'optique guidée.

13. Assimilable à la longueur de Rayleigh.



### 1.2.1 Bases d'optique guidée

Un guide d'ondes optique est une structure invariante par translation, dans laquelle le champ électromagnétique est confiné dans le plan transverse, et peut se propager librement dans la direction longitudinale d'invariance. Dans une vision simpliste d'optique géométrique, l'onde est confinée entre deux miroirs et se propage en rebondissant alternativement sur chacun d'eux. Le *cœur* du guide correspond à la région de l'espace où le champ est localisé ; il est entouré d'une *gaine*. Pour qu'il y ait propagation, les champs issus des multiples réflexions aux interfaces cœur/gaine doivent interférer constructivement le long du guide. Cette condition sur la phase est à l'origine du caractère discret de l'ensemble des *modes* guidés [57]. En fonction des dimensions physiques de son cœur, le guide pourra être monomode (pour un cœur de taille caractéristique comparable à  $\lambda/n$ ) ou multimode (d'autant plus que le cœur est grand). Dans la pratique, la réflexion à l'interface cœur/gaine peut trouver son origine dans deux phénomènes physiques différents :

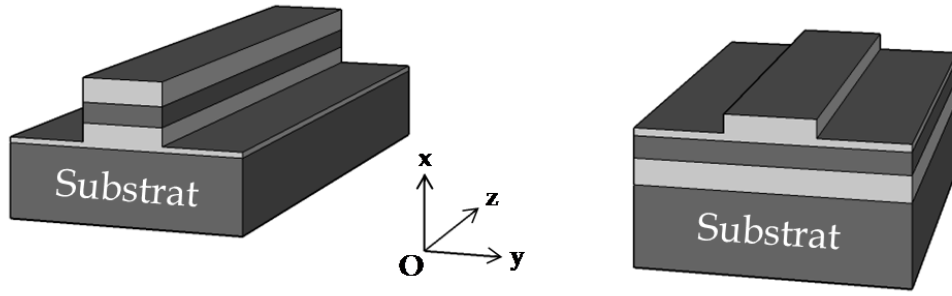
- **réflexion totale interne** : c'est la méthode traditionnelle, que l'on retrouve dans les fibres optiques et dans la majorité des éléments de circuiterie en photonique intégrée. Dans cette configuration,  $n_c$  et  $n_g$  les indices de réfraction du cœur et de la gaine sont tels que  $n_c > n_g$ , de sorte qu'il existe un angle d'incidence limite au-delà duquel l'onde qui se propage dans le cœur subit de multiples réflexions totales internes. On associe à chacun des modes un *indice effectif*, qui mesure leur vitesse de phase, et vérifie  $n_g < n_{\text{eff}} < n_c$ . Les structures guidantes présentées dans la suite seront de ce type.
- **bande interdite photonique** : le cœur est entouré d'un milieu structuré assimilable à un cristal photonique. Dans le cas d'un guide d'ondes à réflecteurs de Bragg (BRW), par exemple, il s'agit d'empilements quart d'onde. Du fait de la modulation périodique de l'indice de réfraction, des bandes interdites photoniques s'ouvrent et empêchent la propagation du champ dans la gaine, qui agit alors comme un réflecteur pour la composante transverse du vecteur d'ondes. Pour de tels guides d'ondes,  $n_{\text{eff}}$  est inférieur à tous les autres indices de la structure. Ce type de guides sera évoqué en section 1.3.2.

Considérons un champ monochromatique  $\vec{E}$  de fréquence angulaire  $\omega$  et de longueur d'onde (dans le vide)  $\lambda$ , solution dans chaque région de l'espace de l'équation d'Helmholtz :

$$\Delta \vec{E} + n^2 k_0^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (1.23)$$

où  $k_0 = 2\pi/\lambda$  est le vecteur d'onde et  $n$ , l'indice de réfraction du matériau linéaire homogène isotrope constituant la région considérée.

Supposons que le guide est orienté selon l'axe  $z$ , comme schématisé en Fig. 1.4. Dans le cadre de l'approximation de la fonction enveloppe, nous pouvons découpler les dimensions transverse  $(x,y)$  et longitudinale  $(z)$  du champ. Pour une onde plane



**Figure 1.4** – Schémas de guides d'ondes bidimensionnels (2D). Le cœur de fort indice (couche centrale en gris foncé) est entouré de couches de faible indice (en gris clair). Le confinement latéral est assuré par la gravure plus ou moins profonde d'un ruban.

propagative nous pouvons donc écrire le champ  $\vec{E}$  selon :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \phi(x, y)A(z) \exp[i(\omega t - \beta z)] \vec{e} \quad (1.24)$$

où  $\phi$  [ $\text{m}^{-1}$ ] est la distribution transverse du champ,  $A$  [V] son enveloppe complexe lentement variable, et  $\beta$  est la constante de propagation. L'Éq. 1.23 devient alors :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \phi + (n^2 k_0^2 - \beta^2) \phi = 0 \quad (1.25)$$

Afin de résoudre complètement les équations de Maxwell, une équation similaire est établie pour la distribution transverse du champ magnétique  $\vec{H}$ . Les modes optiques  $\phi$  sont alors obtenus en résolvant un problème aux valeurs propres  $\beta$ , dont les solutions discrètes se classent en deux sous-ensembles TE et TM, selon que la polarisation dominante est respectivement selon  $\mathcal{O}y$  (dans le plan des couches) ou  $\mathcal{O}x$  (perpendiculaire aux couches). À fréquence donnée, les modes optiques sont indexés  $\text{TE}_{mn}$  (resp.  $\text{TM}_{mn}$ ) où les indices  $m$  et  $n$  représentent le nombre de zéros du champ dans les directions verticale et horizontale. Ils sont caractérisés par un profil de champ transverse  $\phi_{mn}$  invariant selon  $\mathcal{O}z$  et une constante de propagation  $\beta_{mn}$ , à partir de laquelle on définit  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif<sup>14</sup> :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta_{mn}}{k_0} \quad (1.26)$$

Pour un mode donné,  $n_{\text{eff}}$  et  $\phi$  sont des grandeurs dépendantes de la fréquence. En particulier, la dispersion des matériaux utilisés et celle due au confinement se combinent pour donner la dispersion modale  $n_{\text{eff}}(\lambda)$ . Aux grandes longueurs d'ondes notamment, les modes sont moins bien confinés dans le cœur (au profit des parties évanescentes du champ dans les couches environnantes) et ont tendance à fuir vers le substrat : on parle alors de coupure du mode.

14. Dont la valeur diminue avec les indices  $m$  et  $n$ .

Enfin, les modes de même polarisation et de même fréquence sont orthogonaux entre eux et normalisés selon :

$$\iint \phi_{mn} \phi_{m'n'} dx dy = \delta_{mm'} \delta_{nn'} \quad (1.27)$$

Les structures guidantes évoquées ci-dessus sont aisément réalisables avec des matériaux semi-conducteurs, car ceux-ci bénéficient d'une grande maîtrise technologique, acquise grâce à l'industrie micro-électronique et à l'essor des lasers semi-conducteurs télécoms. Pour obtenir le confinement vertical de l'onde, la structure planaire la plus simple consiste à faire croître par épitaxie une couche de fort indice comprise entre deux couches de faible indice [58]. Concernant la plate-forme AlGaAs utilisée dans ce travail, l'indice du GaAs est supérieur à celui de l'arséniure d'aluminium (AlAs), les valeurs intermédiaires étant obtenues en ajustant la fraction molaire d'aluminium de l'alliage d'arséniure d'aluminium ( $0 < x < 1$ ) et de gallium ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ) [59]. Ainsi nos guides seront typiquement constitués d'un cœur GaAs placé entre deux couches d'AlGaAs. Toutefois, pour des applications où le GaAs serait absorbant, on aura recours à un cœur en AlGaAs à faible teneur en aluminium, avec des couches d'AlGaAs environnantes plus riches en aluminium, comme nous le détaillerons en section 2.1.1.

Le confinement latéral est quant à lui obtenu après gravure d'un guide ruban. Selon la profondeur de la gravure, le contraste d'indice perçu par le mode dans la direction  $\mathcal{O}y$  pourra être plus ou moins fort. Lorsque seule la couche supérieure est gravée, le confinement latéral a un impact minime par rapport au cas unidimensionnel (1D), et les modes sont simulés avec la méthode des matrices de transfert [60]. En revanche, lorsque toute la structure verticale est gravée, le confinement latéral air/semi-conducteur est plus fort et les simulations 1D ne sont plus adaptées. On a alors recours à des méthodes numériques plus complexes [61, 62] : algorithme 2D-Finite-Difference Frequency-Domain (FDFD) pour calculer les modes guidés, ou encore 3D-Finite-Difference Time-Domain (FDTD) pour simuler leur réflexion aux facettes.

### 1.2.2 Conversion de fréquence en guide d'ondes

Les résultats de la section 1.1.2, obtenus pour des ondes planes se propageant dans un matériau massif, doivent être adaptés au cas des guides d'ondes. En effet, le calcul des efficacités de conversion doit maintenant tenir compte des différents profils de champs et de leur couplage par une non-linéarité également non-uniforme dans le plan transverse.

En considérant des champs exprimés selon l'Éq. 1.24, toujours dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et pour un régime de faible interaction, la résolution des équations couplées pour la SFG aboutit à une expression de l'efficacité

de conversion similaire à celle des Éqs. 1.9 et 1.10 :

$$\eta_{\text{SFG}} = \eta_{\text{SFG}}^0 L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right) \quad (1.28)$$

$$\eta_{\text{SFG}}^0 = \frac{8\pi^2 d_{\text{max}}^2}{\varepsilon_0 c n_1^{\text{eff}} n_2^{\text{eff}} n_3^{\text{eff}} \lambda_3^2 \mathcal{A}_{\text{eff}}} \quad (1.29)$$

Le désaccord de phase  $\Delta\beta$  est maintenant calculé à partir des constantes de propagation, et les indices effectifs des modes ont remplacés les indices de réfraction<sup>15</sup>. La quantité  $d_{\text{max}}$  représente la valeur maximale du tenseur quadratique dans le plan transverse et  $\mathcal{A}_{\text{eff}}$  est l'aire effective d'interaction<sup>16</sup> définie par :

$$\mathcal{A}_{\text{eff}} = \left| \iint \bar{d}(x, y) \phi_1(x, y) \phi_2(x, y) \phi_3(x, y) dx dy \right|^{-2} \quad [\text{m}^2] \quad (1.30)$$

avec  $\bar{d}(x, y) = d_{\text{eff}}(x, y)/d_{\text{max}}$  l'expression normalisée du tenseur quadratique.

On définit alors l'intégrale de recouvrement non linéaire  $\Gamma$  selon :

$$\Gamma = \frac{d_{\text{max}}}{\sqrt{\mathcal{A}_{\text{eff}}}} \quad [\text{V}^{-1}] \quad (1.31)$$

On remarque que  $\eta_{\text{SFG}}^0 \propto \Gamma^2$  et de fait, cette grandeur permet de quantifier l'incidence de la configuration d'optique guidée sur l'efficacité de conversion normalisée, et de comparer les propriétés non linéaires intrinsèques de différents convertisseurs. Ainsi lors de la conception d'un dispositif, un soin particulier devra être apporté à la maximisation de  $\Gamma$  (cf. section 2.1.1).

### 1.2.3 Cas des guides non idéaux

Les raisonnements théoriques présentés jusqu'ici ont été menés avec des hypothèses simplificatrices, dans le but d'introduire les concepts fondamentaux de l'optique non linéaire. Cependant, pour rendre compte et anticiper les comportements expérimentaux de nos dispositifs, le modèle théorique doit être corrigé de plusieurs imperfections. La première correction a été d'inclure les effets du confinement des champs dans les guides d'ondes, à travers l'intégrale de recouvrement non linéaire. Les pertes de propagation ont également un effet critique sur le phénomène de conversion de fréquence, et peuvent en limiter significativement l'efficacité [44].

Considérons par exemple le cas de la SHG. L'ajout des coefficients d'atténuation linéaire en puissance  $\alpha_\omega$  et  $\alpha_{2\omega}$  (relatifs aux modes FF et SH) dans le système d'équations

15. Dans la suite, on ne considère plus que des indices effectifs et cette mention n'est plus précisée dans les formules.

16. Elle mesure la « force » du confinement, et le recouvrement spatial des modes entre eux et avec les non-linéarités des différents matériaux.

couplées se fait suivant :

$$\frac{dA_\omega}{dz} = -i\kappa_\omega \Gamma A_{2\omega} A_\omega^* e^{-i\Delta\beta z} - \frac{\alpha_\omega}{2} A_\omega \quad (1.32a)$$

$$\frac{dA_{2\omega}}{dz} = -i\kappa_{2\omega} \Gamma A_\omega^2 e^{i\Delta\beta z} - \frac{\alpha_{2\omega}}{2} A_{2\omega} \quad (1.32b)$$

L'hypothèse de non déplétion de la pompe reste légitime dans le sens où on néglige le nombre de photons convertis à la fréquence double devant le nombre de photons perdus par atténuation. On peut donc écrire pour le mode de pompe :

$$A_\omega(z) = A_\omega(0) \exp\left(-\frac{\alpha_\omega}{2} z\right) \quad (1.33)$$

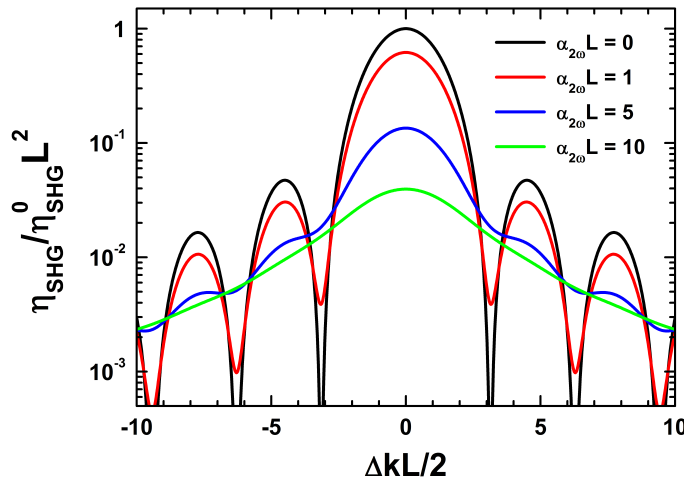
La résolution de l'Éq. 1.32 permet alors d'aboutir à l'efficacité de conversion :

$$\eta_{\text{SHG}} = \eta_{\text{SHG}}^0 L^2 \exp[-(\alpha_\omega + \alpha_{2\omega}/2)L] \frac{\sin^2(\Delta\beta L/2) + \sinh^2[(\alpha_\omega - \alpha_{2\omega}/2)L/2]}{(\Delta\beta L/2)^2 + [(\alpha_\omega - \alpha_{2\omega}/2)L/2]^2} \quad (1.34)$$

avec l'efficacité normalisée :

$$\eta_{\text{SHG}}^0 = \frac{8\pi^2 \Gamma^2}{\varepsilon_0 c n_{2\omega} n_\omega^2 \lambda_\omega^2} \quad (1.35)$$

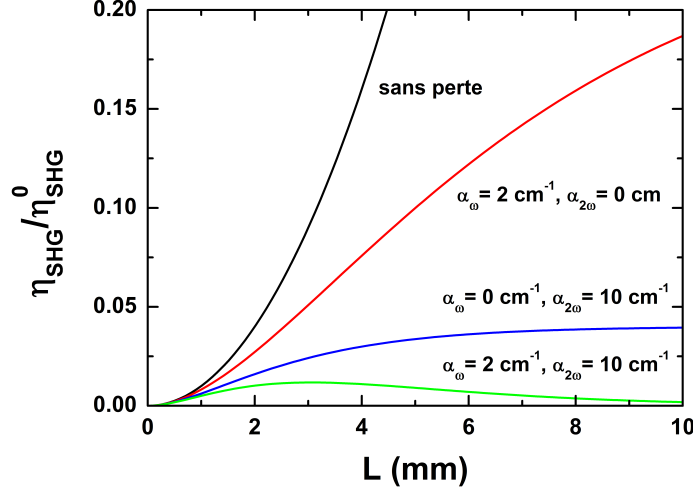
Comme illustré en Fig. 1.5, dans le cas où  $\alpha_\omega = 0$ <sup>17</sup>, l'effet des pertes sur la courbe d'accord de phase est double : l'efficacité de conversion diminue et l'acceptance spectrale de la SHG augmente. Pour des valeurs de pertes telles que  $\alpha_{2\omega} L > 5$ , la courbe d'accordabilité passe d'une fonction  $\text{sinc}^2$  à une lorentzienne.



**Figure 1.5** – Courbe d'accord de phase de SHG (échelle semi-log.), incluant les effets des pertes au SH, pour différentes valeurs de coefficients de pertes.

17. Ce cas limite est acceptable dans la mesure où, en général,  $\alpha_\omega \ll \alpha_{2\omega}$ .

La Fig. 1.6 représente l'évolution de l'efficacité de conversion avec la longueur de l'échantillon. Nous constatons que contrairement au cas idéal sans perte, pour lequel la dépendance est quadratique, l'efficacité  $\eta_{\text{SHG}}$  tend vers une valeur limite lorsqu'un des deux modes subit des pertes, et qu'il existe une longueur optimale<sup>18</sup> lorsque les deux modes sont atténués.



**Figure 1.6** – Comparaison de l'influence de la longueur du guide sur l'efficacité de conversion de SHG pour différentes configurations, avec et sans pertes.

Concernant la FP, puisque le champ de pompe est maintenant donné par  $A_P(z) = A_P(0) \exp(-\alpha_P z/2)$ , le gain paramétrique du guide doit dépendre de l'abscisse considérée. À l'accord de phase, on introduit alors une expression phénoménologique du gain paramétrique qui intègre l'atténuation de la pompe [53] :

$$G(L) = (gL)^2 \left( \frac{1 - e^{-\alpha_P L/2}}{\alpha_P L/2} \right)^2 \quad (1.36)$$

En considérant des pertes de signal et complémentaire égales<sup>19</sup>  $\alpha_S = \alpha_C = \alpha$ , la puissance de signal générée s'écrit :

$$\mathcal{P}_S(L) = \frac{\hbar\omega_S}{2\pi} (gL)^2 \left( \frac{1 - e^{-\alpha_P L/2}}{\alpha_P L/2} \right)^2 e^{-\alpha L} \Delta\omega_C \quad (1.37)$$

Enfin, les inhomogénéités du guide peuvent aussi affecter la condition d'accord de phase et rendre la conversion de fréquence imparfaite. En effet, pour une structure guidante dont les propriétés physiques (épaisseur des couches, dimensions de la section transverse) varient le long de la direction de propagation, les indices effectifs des modes

18. De quelques millimètres pour les niveaux de pertes typiquement observés dans nos échantillons.

19. Ce qui est strictement le cas à la dégénérescence, et reste valable proche de ce point.

ne sont plus des quantités constantes. Ainsi l'argument des exponentielles complexes de l'Éq. 1.32 doit être intégré selon  $z$  et se transforme en :

$$\Delta\Phi(z) = \int_0^z \Delta\beta(z) dz = \int_0^z \frac{2\pi}{\lambda_\omega} (n_{2\omega}(z) - n_\omega(z)) dz \quad (1.38)$$

La résolution du système d'équations couplées ne peut donc plus être menée analytiquement, et sa solution dépendra de l'évolution de  $\Delta\beta$  avec  $z$ . L'amplitude de celle-ci restant tout de même limitée, cet effet perturbatif de brouillage de phase peut alors être vu comme un étalement du  $\text{sinc}^2$  idéal, altérant la forme de la courbe d'accord de phase à puissance de SH constante<sup>20</sup>.

Dans le cas où les indices effectifs varient sur des distances caractéristiques bien inférieures à  $\lambda_{2\omega}$ ,  $\lambda_\omega$  et  $L$  (typiquement des rugosités de flancs dues à la gravure), les différentes contributions élémentaires vont se moyennner au cours de l'intégration, et l'impact sur la phase sera minime.<sup>21</sup> En revanche, l'effet sera plus conséquent pour une inhomogénéité ayant une longueur de corrélation supérieure aux longueurs d'ondes (typiquement un gradient d'épaisseur lors de l'épitaxie, ou une dérive de largeur due à une mauvaise lithographie).

### 1.3 Techniques d'accord de phase en guides d'ondes AlGaAs

Le dernier point important à vérifier lors de la conception d'un convertisseur de fréquence est la condition d'accord de phase. Concernant les processus non linéaires quadratiques traités ici, et dans la configuration d'optique guidée co-propagative retenue, celle-ci se résume à la relation scalaire suivante :

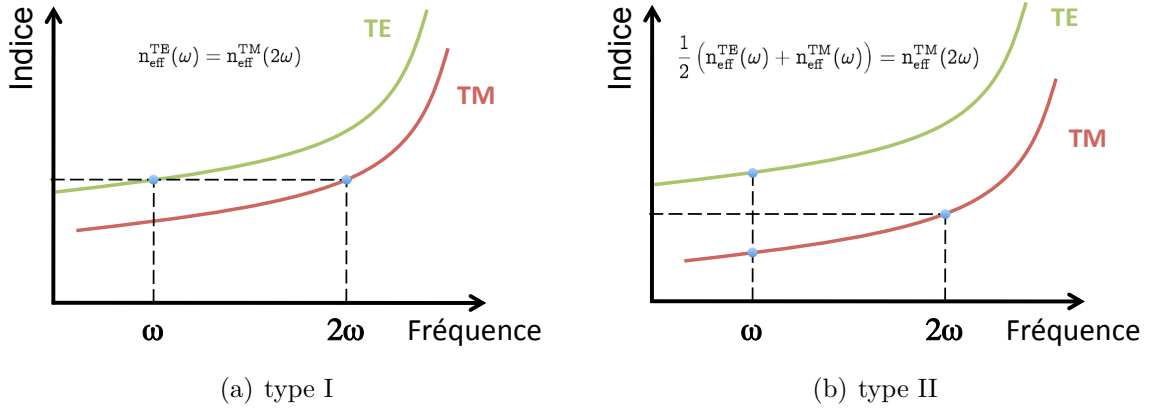
$$\Delta\beta = n_3\omega_3 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2 = 0 \quad (1.39)$$

Du fait de la dispersion chromatique, cette relation n'est naturellement jamais vérifiée, sauf à exploiter une éventuelle anomalie de dispersion proche d'un seuil d'absorption (*Reststrahlen Band* entre moyen IR et THz par exemple [63]). Plusieurs solutions ont ainsi dû être rapidement proposées pour remédier à ce problème. Ces dernières se classent en deux familles : les techniques de quasi-accord de phase, et celles d'accord de phase exact.

Dans le cas de la SHG par exemple, l'Éq. 1.39 devient  $n_\omega = n_{2\omega}$ . Afin de compenser la dispersion normale, la solution la plus commune, pour les cristaux massifs comme pour les guides d'ondes, se base sur la biréfringence [19]. En effet, dans des dispositifs où la propagation de la lumière est anisotrope, les modes TE et TM ont leur propre

20. La valeur maximale de la courbe diminue et la largeur à mi-hauteur augmente, l'aire sous la courbe restant inchangée.

21. Mais les pertes par diffusion seront critiques.



**Figure 1.7** – Réalisations de l'accord de phase biréfringent. Notons qu'à dispersion égale, le schéma d'accord de phase de type I (a) requiert deux fois moins de biréfringence que celui de type II (b).

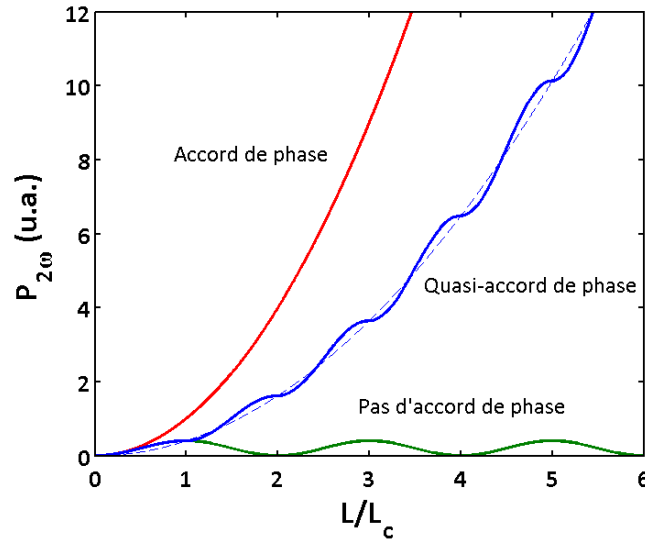
relation de dispersion et des indices effectifs différents, de sorte que les vitesses de phase des modes FF et SH peuvent être égalées par un choix judicieux de leur polarisation<sup>22</sup>. Comme schématisé en Fig. 1.7, dans le cas d'un cristal uniaxial tel que  $n_{\text{TM}} < n_{\text{TE}}$ , on distingue alors deux types d'accord de phase selon les configurations de polarisation :

- **type I** :  $\text{TE}(\omega) + \text{TE}(\omega) \rightarrow \text{TM}(2\omega)$ ,
- **type II** :  $\text{TE}(\omega) + \text{TM}(\omega) \rightarrow \text{TM}(2\omega)$ .

Enfin, un troisième type d'accord de phase (type 0), correspondant à l'interaction  $\text{TM}(\omega) + \text{TM}(\omega) \rightarrow \text{TM}(2\omega)$ , a récemment été rapporté dans des guides BRWs [64]. Toutefois, il n'existe que pour des modes dont la composante du champ selon la direction de propagation n'est pas négligeable, *i.e.* lorsque l'approximation des modes quasi-TE et quasi-TM n'est plus valable, dans des guides fortement confinants par exemple.

L'exploitation de la biréfringence limite grandement le choix des matériaux, si bien qu'elle ne peut pas être transposée telle quelle dans de simples guides d'ondes AlGaAs. En effet, ce matériau, ayant une structure zinc-blende, est optiquement isotrope. Dans la suite, nous passons en revue les trois techniques d'accord de phase les plus répandues dans les guides d'ondes AlGaAs : le quasi-accord de phase, l'accord de phase modal et la biréfringence de forme. Nous nous contenterons ici d'en donner les principes et les caractéristiques marquantes ; leurs performances expérimentales seront présentées et comparées en section 2.3.1.





**Figure 1.8** – Puissance de SHG en fonction de la longueur d'interaction. Le sens du transfert de puissance s'inverse tous les  $L_c$  si l'accord de phase n'est pas réalisé. L'évolution est quadratique à l'accord de phase, et quasi-quadratique pour un quasi-accord de phase.

### 1.3.1 Quasi-accord de phase

L'idée du quasi-accord de phase est simple : la relation de phase entre la polarisation non linéaire et l'onde à  $2\omega$  peut être périodiquement réinitialisée grâce à une modulation de la non linéarité, de sorte que le transfert de puissance du mode FF vers le mode SH se fasse de façon monotone. Sa réalisation la plus courante consiste à inverser le signe de  $\chi^{(2)}$  avec une période  $\Lambda = 2L_c$  afin de remettre en phase les modes à chaque fois que leur phase relative accumulée au cours de la propagation vaut  $\pi$ . Mathématiquement, le vecteur d'onde associé au réseau  $K = 2\pi/\Lambda$  est choisi afin de compenser le désaccord de phase  $\Delta\beta = \beta_{2\omega} - 2\beta_\omega$ .

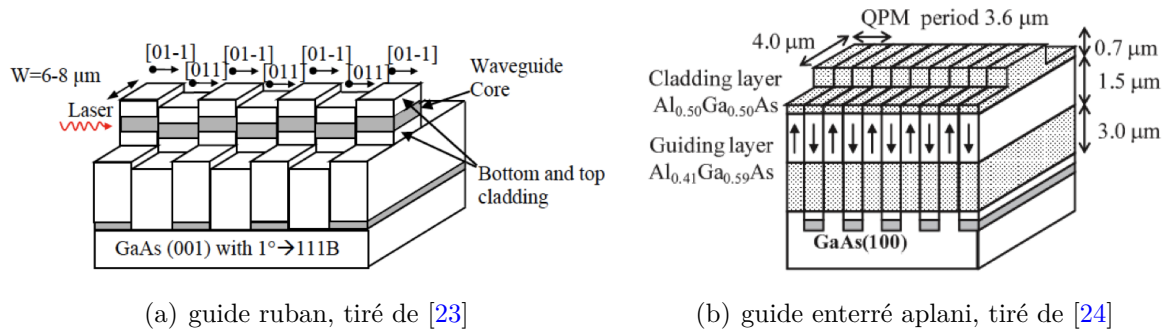
Comme illustré en Fig. 1.8, la puissance de SH générée en sortie du guide dépend quasi-quadratiquement de la longueur d'interaction. Cependant, l'efficacité de conversion est moindre par rapport à la situation d'accord de phase exact.

Si cette solution a rapidement été proposée dès 1962 [14], sa première réalisation dans des guides d'ondes AlGaAs a dû attendre le milieu des années 90, après d'importants développements technologiques [65]. Aujourd'hui, la fabrication de tels échantillons est basée sur une méthode de reprise d'épitaxie sur substrat micro-structuré GaAs/Ge/GaAs obtenu par épitaxie [23, 24], comme schématisé en Fig. 1.9, ou GaAs/GaInP/GaAs obtenu après collage par diffusion [25].

Toutefois, cette solution est assez lourde à mettre en œuvre, et la croissance de telles

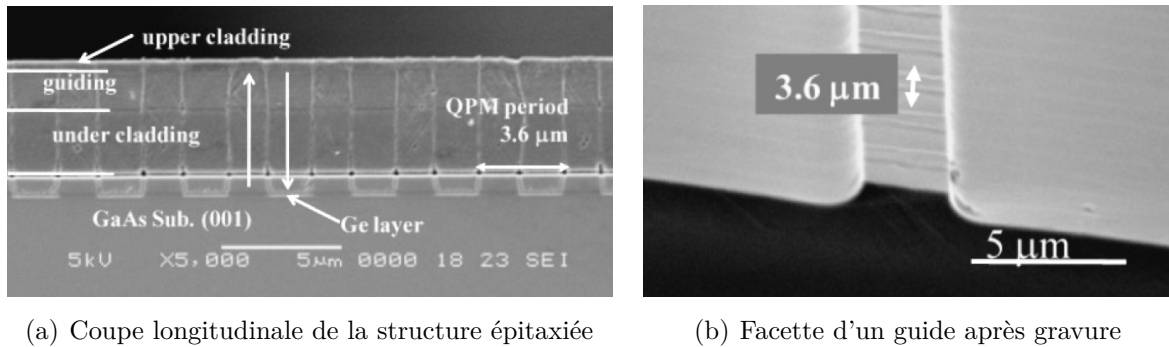
---

22. Bien entendu, si les directions cristallographiques concernées ne sont pas couplées par les éléments du tenseur non linéaire, cette technique n'est pas applicable. . .



**Figure 1.9** – Exemples de réalisation d'un quasi-accord de phase dans deux types de guides d'ondes AlGaAs conçus pour la conversion de fréquence  $775 \text{ nm} \leftrightarrow 1.55 \text{ μm}$ .

structures épaisses de quelques microns, sans défaut, et avec un faible pas de réseau  $\Lambda$  reste un véritable défi technologique. La Fig. 1.10 montre également que malgré l'optimisation des étapes de fabrication, ces dispositifs présentent des rugosités aux interfaces (entre domaines et en surface), sources de pertes optiques significatives.



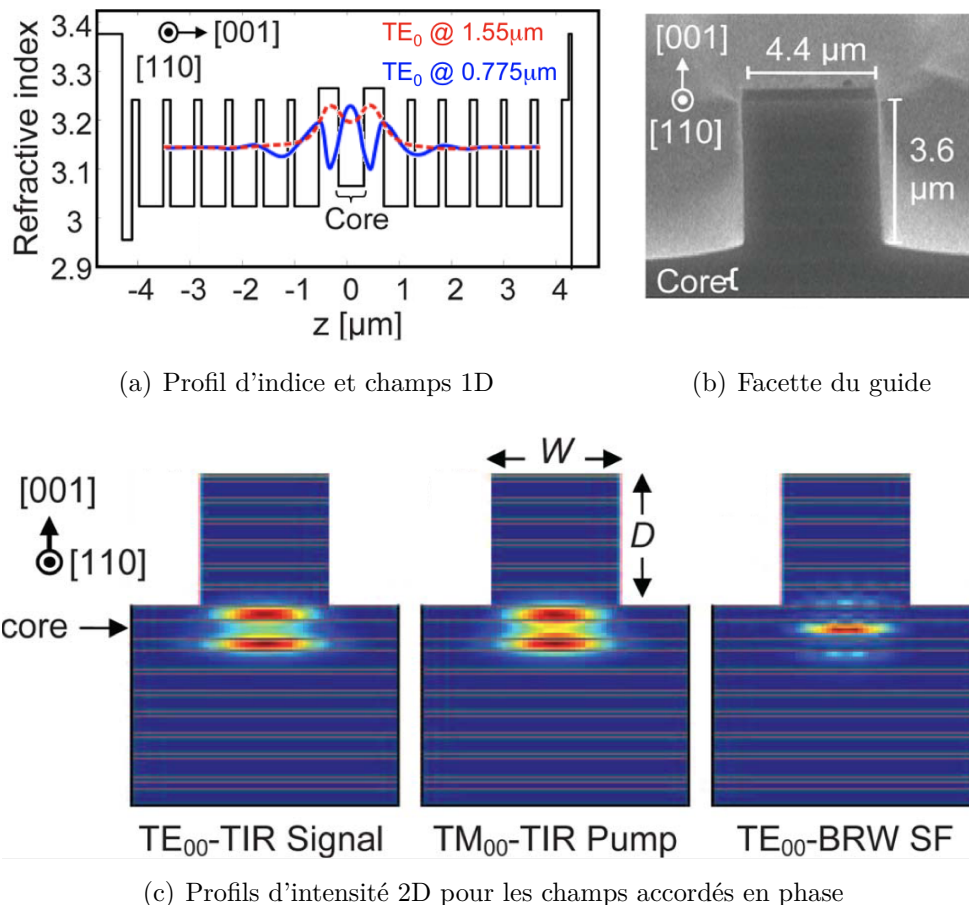
**Figure 1.10** – Images de microscopie électronique à balayage (MEB) d'un guide d'ondes AlGaAs à quasi-accord de phase, tirées de [24].

### 1.3.2 Accord de phase modal

Dans des guides d'ondes planaires, l'accord de phase peut être obtenu grâce à l'ingénierie des modes optiques : c'est la technique d'accord de phase modal. En effet, la dispersion chromatique peut être compensée par la différence d'indice effectif qui existe entre les modes d'ordres différents. Dans des structures AlGaAs multimodes, on peut par exemple accorder en phase deux modes fondamentaux à  $1.55 \text{ μm}$  avec un mode d'ordre 3 ( $m = 2$ ) à  $775 \text{ nm}$  [66, 67].

Cette stratégie d'accord de phase a récemment bénéficié d'un regain d'intérêt, grâce à une réalisation originale dans des guides BRWs au confinement mixte, pour lesquels

les modes aux grandes longueurs d'ondes sont guidés par réflexion totale interne, et celui à faible longueur d'onde par bande interdite photonique. Cette caractéristique offre une flexibilité supplémentaire lors de la conception de guides d'ondes car les indices effectifs et les propriétés dispersives peuvent être ajustés plus librement [26]. Comme illustré en Fig. 1.11, l'accord de phase est ainsi obtenu avec des modes fondamentaux<sup>23</sup>.



**Figure 1.11** – Accord de phase modal de type II dans un guide BRW. Les modes fondamentaux TE et TM à  $1.55\mu\text{m}$  sont guidés par réflexion totale interne et celui TE à  $775\text{nm}$  par bande interdite photonique, d'après [27].

L'intérêt de cette technique est cependant limité par le faible recouvrement intrinsèque des modes en interaction<sup>24</sup> qui diminue l'efficacité de conversion. De plus, les pertes associées au mode d'ordre supérieur sont généralement plus importantes que

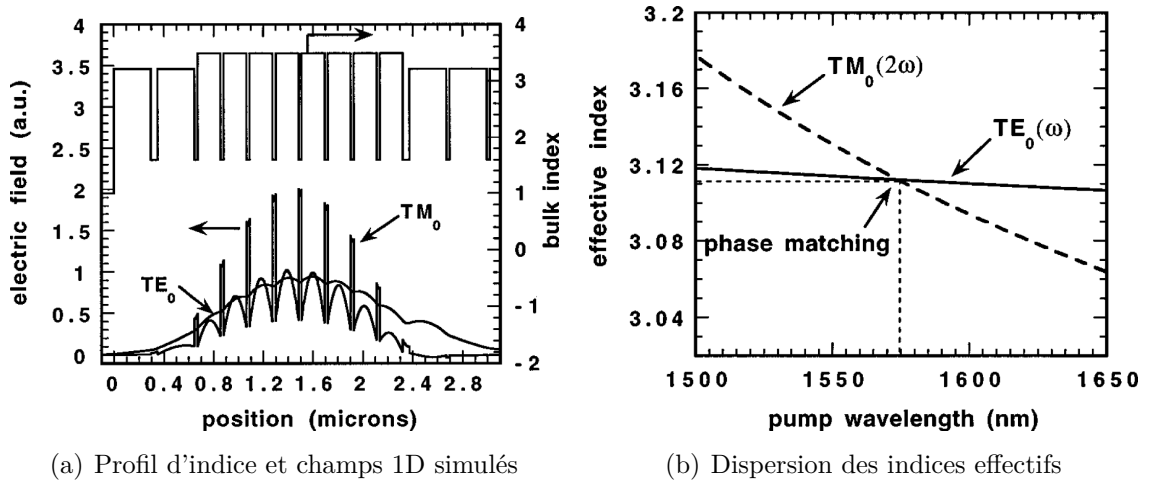
<sup>23</sup>. Notons que même si le mode de Bragg est celui de plus faible ordre, il possède plusieurs lobes d'amplitudes significatives.

<sup>24</sup>. Ceux-ci doivent en plus être de même parité pour ne pas annuler l'intégrale  $\Gamma$ .

celles des modes fondamentaux<sup>25</sup>.

### 1.3.3 Biréfringence de forme

Bien que le matériau AlGaAs soit optiquement isotrope, il est possible de concevoir des guides d'ondes multicouches artificiellement biréfringents grâce à la technique de biréfringence de forme [32]. Dans le cas du GaAs par exemple, l'insertion de fines couches de matériau de faible indice permet de supprimer l'invariance par translation dans la direction de croissance, afin de passer du groupe ponctuel de symétrie  $\bar{4}3m$  au groupe  $\bar{4}2m$  qui est celui du KDP. Ainsi d'un point de vue optique, le métamatériau résultant possède les propriétés non linéaires du GaAs (les fines couches ne sont qu'une perturbation) et les propriétés linéaires d'un cristal biréfringent uniaxial.



**Figure 1.12** – Accord de phase de type I dans un guide d'ondes biréfringent AlGaAs partiellement oxydé, dessiné pour la conversion de fréquence  $800 \text{ nm} \leftrightarrow 1.6 \mu\text{m}$ , d'après [35].

La biréfringence induite est telle, qu'à fréquence donnée, l'indice effectif d'un mode guidé TE, polarisé dans le plan des couches, est supérieur à celui d'un mode TM, polarisé orthogonalement aux couches. En effet, la continuité du champ électrique  $\vec{E}$  (resp. du déplacement électrique  $\vec{D}$ ) pour les modes TE (resp. TM) impose au mode de se localiser préférentiellement dans les couches de fort indice (resp. de faible indice). Cet effet est observable sur les profils des modes fondamentaux accordés en phase, donnés en Fig. 1.12a. Cette structure présente un accord de phase à  $\lambda = 1574 \text{ nm}$ , là où les courbes de dispersion  $\text{TE}_0(\omega)$  et  $\text{TM}_0(2\omega)$  de la Fig. 1.12b se croisent.

<sup>25</sup>. Ceci est dû à un moins bon confinement des modes multilobes, à une forte sensibilité aux rugosités du guide, à la proximité du seuil d'absorption, et à des efficacités d'injection et de collection dégradées.

Mathématiquement, dans un empilement périodique de deux matériaux d'indices  $n_1$  et  $n_2$ , tels que  $n_1 > n_2$ , et pour une onde plane se propageant dans le plan des couches, on a [60] :

$$n_{\text{TE}}^2 = xn_1^2 + (1-x)n_2^2 \quad (1.40a)$$

$$\frac{1}{n_{\text{TM}}^2} = \frac{x}{n_1^2} + \frac{1-x}{n_2^2} \quad (1.40b)$$

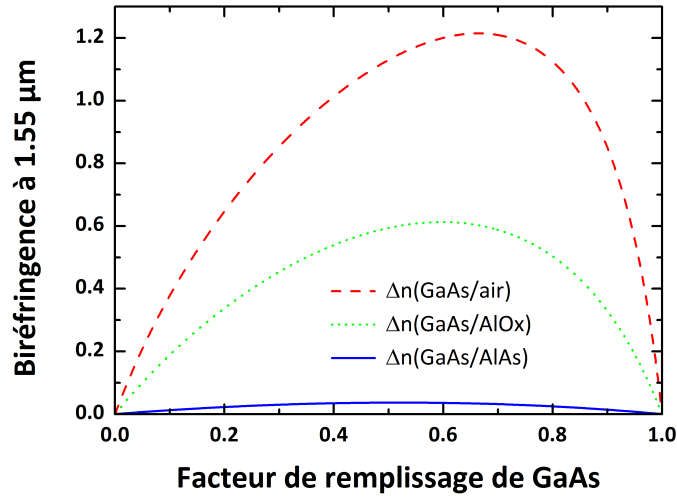
où  $x$  représente le facteur de remplissage du matériau d'indice  $n_1$ . Notons que ces expressions ne sont valables qu'en régime d'homogénéisation, *i.e.* pour une structuration à une échelle sub-longueur d'onde.

La biréfringence  $|n_{\text{TE}} - n_{\text{TM}}|$  est donc entièrement déterminée par la proportion relative des deux matériaux, et le contraste d'indice  $\Delta n = n_1 - n_2$ . Ainsi, grâce à la dépendance de l'indice de réfraction de l'AlGaAs avec la concentration en aluminium, une grande variété de profils d'indices est réalisable et la condition d'accord de phase peut être arbitrairement choisie.

La première proposition d'accord de phase exploitant la biréfringence de forme remonte aux années 70 et concerne le doublage d'un laser CO<sub>2</sub> émettant à 10.6  $\mu\text{m}$  à l'aide d'une hétérostructure GaAs/AlAs [32] ; le contraste d'indice est suffisant pour compenser la faible dispersion chromatique dans le moyen IR (quelques  $10^{-2}$ ). Cependant, puisque la dispersion des matériaux augmente fortement à proximité de leur seuil d'absorption (873 nm pour le GaAs), la simple plate-forme AlGaAs se révèle inefficace pour accorder en phase des interactions non linéaires dans le proche IR.

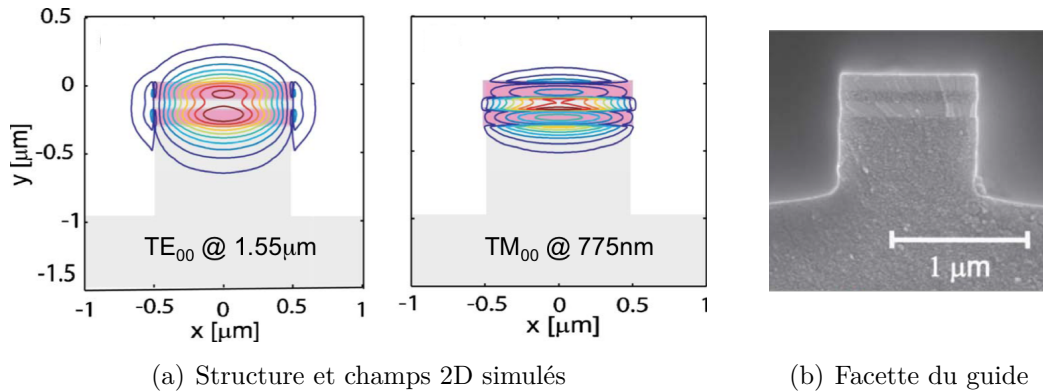
La découverte, en 1990, de l'oxydation sélective des couches d'AlAs en AlOx dense, homogène et stable [33], a considérablement élargi les perspectives de cette technique d'accord de phase. En effet, ce matériau, dont l'énergie de bande interdite se situe dans l'UV, est très peu dispersif et possède un faible indice de réfraction ( $n \sim 1.6$ ) [68]. Comme le montre la Fig. 1.13, le grand contraste d'indice disponible dans une structure GaAs/AlOx permet d'induire une biréfringence pouvant aller jusqu'à 0.6, *i.e.* plus d'un ordre de grandeur supérieure à la valeur maximale atteignable dans une structure GaAs/AlAs, et comparable au cas idéal GaAs/air.

Les guides d'ondes AlGaAs partiellement oxydés sont donc de bons candidats pour accorder en phase n'importe quelle interaction quadratique (dans la plage de transparence des matériaux). En particulier, cette technique a été étudiée et développée à partir de la fin des années 90 dans les laboratoires de *Thomson CSF* (aujourd'hui *Alcatel Thales III-V Lab*) [69]. Elle a notamment permis la réalisation d'expériences de DFG dans le moyen IR [36], de SHG dans le proche IR [35] et de FP dans le proche IR [37]. Malgré ces démonstrations de principe et des résultats prometteurs en vue d'applications pratiques (OPO, source télécom de photons jumeaux), les pertes de propagation ont alors été identifiées comme étant la principale limitation de l'efficacité de conversion des dispositifs exploitant cette technique. L'optimisation des étapes de conception et de fabrication, menée par l'équipe *DON* au laboratoire *MPQ*, a depuis



**Figure 1.13** – Évolution de la biréfringence de forme à  $1.55 \mu\text{m}$  avec la proportion de gallium, pour les multicouches GaAs/AlAs ( $\Delta n = 0.48$ ), GaAs/AlOx ( $\Delta n = 1.77$ ) et GaAs/air ( $\Delta n = 2.37$ ).

permis de démontrer des efficacités de conversion à l'état de l'art [38, 70], confirmant la position du GaAs comme alternative crédible au  $\text{LiNbO}_3$ .



**Figure 1.14** – Guide d'ondes AlGaAs/AlOx à biréfringence de forme conçu pour la conversion de fréquence  $775 \text{ nm} \leftrightarrow 1.55 \mu\text{m}$ , d'après [71].

L'intérêt porté à cette technique est par ailleurs souligné par un travail similaire concernant des guides d'ondes GaAs/AlOx de faibles sections transverses dessinés pour opérer dans le proche IR [71]. Comme illustré en Fig. 1.14a, le fort confinement des modes exalte l'intensité du champ, de sorte que les fortes discontinuités de champ résultantes de l'introduction d'une seule couche d'AlOx suffit à obtenir l'accord de phase. Par conception, les faibles indices effectifs des modes et leur faible aire effective d'interaction permettent d'atteindre des efficacités de conversion record, mais dans la pratique, les pertes de propagation associées aux imperfections, visibles en Fig. 1.14b,

restent là encore le principal obstacle technologique.

Enfin, nous pouvons évoquer plusieurs travaux théoriques, dans lesquels la biréfringence est obtenue dans une configuration GaAs/air, soit par gravure d'encoches verticales dans un guide AlGaAs [72]<sup>26</sup>, soit en libérant des membranes GaAs horizontales superposées [74]. Bien que des performances avantageuses aient été avancées, aucune réalisation pratique n'a été rapportée à ce jour.

---

26. En reprenant une idée proposée dans la filière Si [73].

## Chapitre 2

# Guides d'ondes non linéaires AlGaAs partiellement oxydés

CE chapitre est consacré aux résultats d'optique non linéaire obtenus dans des guides d'ondes AlGaAs conçus et fabriqués au cours de cette thèse. Dans la continuité des travaux de l'équipe *DON*, le choix de la technique d'accord de phase s'est porté sur la biréfringence de forme, qui nous semble plus prometteuse en terme de facilité de réalisation et d'efficacité de conversion, respectivement par rapport à la technique de quasi-accord de phase et d'accord de phase modal. Au-delà des démonstrations de principe, les derniers résultats obtenus dans des guides d'ondes GaAs/AlOx, conçus pour la conversion de fréquence entre  $1.06\ \mu\text{m}$  et  $2.12\ \mu\text{m}$ , sont à l'état de l'art pour les guides d'ondes semi-conducteurs, concernant l'efficacité normalisée de conversion :  $\eta^0 = 1500\ \%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  [70], et le gain paramétrique :  $G=4.5\ \%$  (pour une puissance de pompe de 30 mW) [38].

Toutefois, les pertes de propagation constituent le principal verrou technologique de cette technique d'accord de phase, et limitent aujourd'hui le développement d'applications pratiques (OPO par exemple). En particulier, et dans le prolongement du travail préliminaire de Fiore *et al.* concernant la SHG d'une pompe à  $\lambda_{\text{FF}} = 1.6\ \mu\text{m}$  [35], ce savoir-faire n'a jamais été transposé de manière satisfaisante aux longueurs d'ondes télécoms, plus faibles. Le convertisseur de fréquence conçu au cours de cette thèse, opérant à dégénérescence entre 775 nm et  $1.55\ \mu\text{m}$ , s'inscrit dans cette démarche, en bénéficiant des développements technologiques des dix dernières années.

La section 2.1 aborde deux aspects de la conception de tels guides d'ondes non linéaires : les considérations théoriques permettant d'aboutir au dessin final de la structure et à sa simulation, et l'aspect technologique de la fabrication des échantillons. En section 2.2 nous présentons les résultats des expériences d'optique non linéaire menées sur ces dispositifs, dont les performances sont jugées à l'aune des outils introduits au chapitre précédent. Ces dernières sont analysées et comparées aux résultats d'autres travaux similaires en section 2.3.



## 2.1 Conception et fabrication d'un convertisseur de fréquence télécom

Nous présentons dans cette première section les procédures de conception et de fabrication des guides d'ondes non linéaires AlGaAs/AlOx développées au cours de cette thèse. Ce travail se focalise sur la conversion de fréquence entre 775 et 1550 nm, avec à terme l'objectif de démontrer une source intégrée de photons jumeaux télécoms opérant à température ambiante.

Malgré une première démonstration de principe précoce [35], l'implémentation du schéma d'accord de phase à biréfringence de forme utilisant l'AlOx constitue toujours un défi technologique aux faibles longueurs d'ondes, car la dispersion chromatique augmente lorsque l'on s'approche de l'énergie de bande interdite, et les pertes de propagation y sont plus importantes [35, 71]. Les améliorations technologiques de ces dernières années, en terme de conception et de fabrication, sont ici mises en œuvre pour évaluer la pertinence de tels guides non linéaires par rapport à l'état de l'art établi avec d'autres schémas d'accord de phase.

### 2.1.1 Dessin de la structure

La finalité de la structure guidante que l'on veut concevoir est de réaliser l'accord de phase entre 775 nm et 1.55  $\mu\text{m}$ , *i.e.* de compenser la dispersion chromatique du dispositif (celle des matériaux utilisés et celle du guide d'ondes) avec la biréfringence de forme.

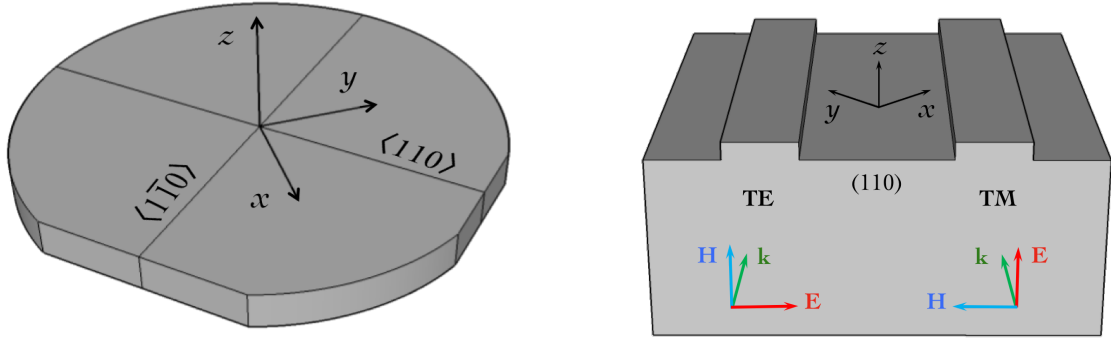
La première étape consiste à définir l'orientation des guides et des champs impliqués dans la conversion de fréquences. En effet, le couplage non linéaire intervenant, de façon générale, pour des champs oscillant selon différents axes cristallographiques, les polarisations sont soumises à une règle de sélection. Dans le cas de l'AlGaAs, les seuls éléments non nuls du tenseur  $\chi^{(2)}$  étant les termes  $\chi_{xyz}^{(2)}$  et ses permutations (éléments  $d_{14}$ ,  $d_{25}$  et  $d_{36}$ )<sup>1</sup>, toute réponse non linéaire ne peut être qu'induite par trois champs polarisés selon les trois axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Toutefois dans notre configuration d'optique guidée, puisque les champs des modes guidés quasi-TE et quasi-TM sont exclusivement contenus dans le plan transverse, seules les projections des champs en interaction sur ce plan interviennent. Aucune d'elles ne doit donc être nulle.

La configuration usuelle que nous reprenons ici consiste à utiliser un substrat de GaAs (001) et à orienter les guides d'ondes dans la direction  $\langle 110 \rangle$ , de sorte à impliquer deux modes TE et un mode TM. Comme schématisé en Fig. 2.1, cela nous permet d'exploiter au mieux la non linéarité du matériau et de bénéficier du plan naturel de clivage (110) pour définir les facettes des échantillons.

Puisque les modes TM de nos guides à biréfringence de forme ont des indices effectifs

---

1. Appartenant au groupe ponctuel de symétrie  $\bar{4}3m$ , ces termes sont en outre égaux [15].



**Figure 2.1** – Représentation schématique des axes cristallographiques et des configurations des champs TE et TM dans les guides d'ondes sur substrat GaAs (001).

plus faibles que ceux des modes  $TE^2$ , l'accord de phase implémenté sera de type I et vérifiera à dégénérescence :

$$n_{TE}(1.55 \mu m) = n_{TM}(775 \text{ nm}) \quad (2.1)$$

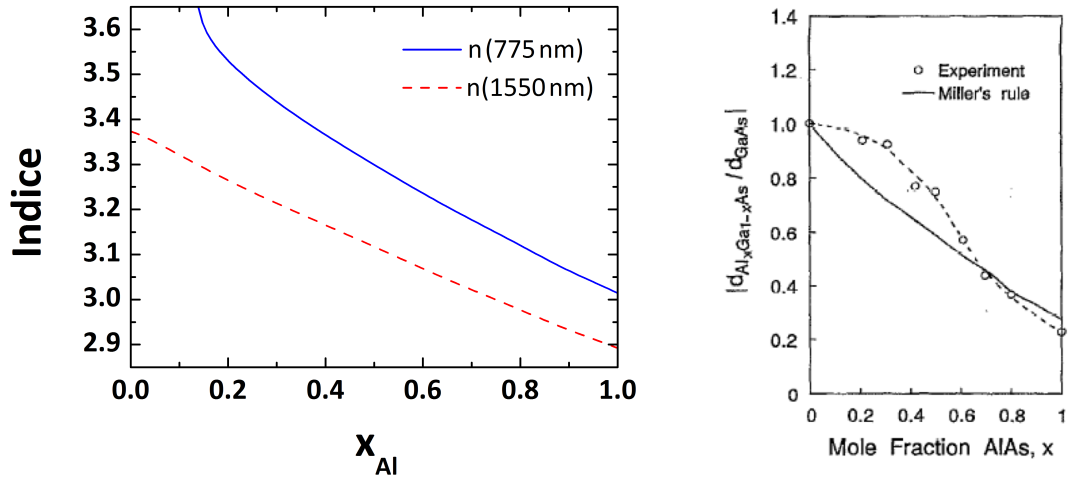
Plusieurs points ont alors été pris en considération pour le dessin de la structure guidante, afin d'en optimiser les performances :

**Choix des matériaux** Le but est ici d'assurer le bon confinement des modes avec des matériaux possédant la plus grande non linéarité possible. Pour cela, le contraste d'indice entre les matériaux de cœur et de gaine est maximisé en diminuant et en augmentant leurs concentrations d'aluminium respectives. En effet, comme illustré en Fig. 2.2 l'indice de réfraction et le  $\chi^{(2)}$  de l'AlGaAs diminuent avec la concentration en aluminium [59, 75]. Le choix du système  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As/Al_{0.80}Ga_{0.20}As$  a alors été effectué après considération de deux contraintes supplémentaires : les alliages ayant une teneur en aluminium inférieure à 15-20% ne sont pas transparents à 775 nm, et les couches contenant plus de 80% d'aluminium sont dégradées et rendues instables par oxydation spontanée à l'air libre. De plus comme nous le verrons en section 2.1.2, cette valeur limite de 80% est telle que lors d'une oxydation thermique humide, l'oxydation des couches d' $Al_{0.80}Ga_{0.20}As$  est pratiquement inexistante (leur vitesse d'oxydation est deux ordres de grandeur inférieure à celle des couches transformées en  $AlOx$ ).

**Structure cœur/gaine verticale** Afin d'optimiser l'intégrale de recouvrement non linéaire et de limiter l'injection de modes d'ordres supérieurs non accordés en phase, les dimensions transverses de la structure guidante doivent favoriser l'interac-

---

2. cf. section 1.3.3.



(a) Indices de réfraction aux longueurs d'ondes d'intérêt, calculés d'après [59]

(b) Nonlinéarité  $\chi^{(2)}$  de l'AlGaAs, tiré de [75]

**Figure 2.2** – Dépendance de l'indice de réfraction et de la non linéarité quadratique du matériau massif  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  avec la fraction molaire d'aluminium  $x$ .

tion de modes fondamentaux aux profils de champ très similaires<sup>3</sup>. L'épaisseur du cœur guidant  $h$  a ainsi été ajustée de façon à ce que le mode  $\text{TE}_2$  soit coupé à la plus grande des longueurs d'ondes<sup>4</sup>, ce qui correspond ici à  $h \sim 1.35\text{ }\mu\text{m}$  (de l'ordre de  $3\lambda/n_{\text{cœur}}$  à  $1550\text{ nm}$ ). Les gaines, ensuite, doivent être suffisamment épaisses pour isoler les modes optiques de l'environnement extérieur et éviter les fuites dans le substrat de fort indice, et dans le même temps permettre la croissance de la structure totale en un temps raisonnable (typiquement entre  $5$  et  $10\text{ }\mu\text{m}$ ). La structure [Substrat GaAs,  $2\text{ }\mu\text{m}$   $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ ,  $1.35\text{ }\mu\text{m}$   $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ ,  $1\text{ }\mu\text{m}$   $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ ] a ainsi été choisie comme point de départ pour la suite du dessin.

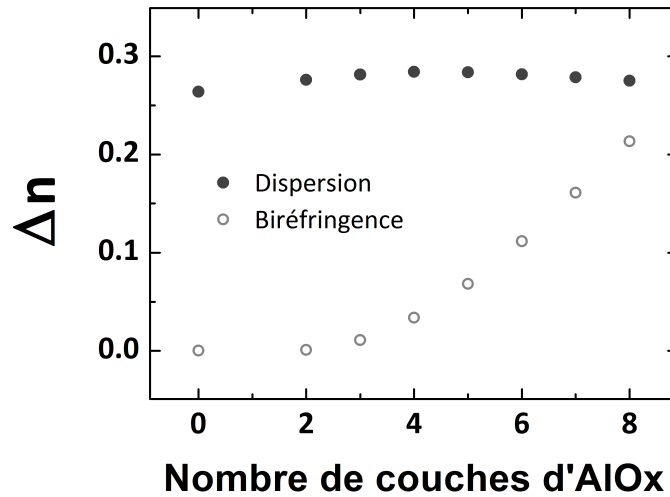
**Biréfringence de forme** L'insertion de couches d'AlOx dans la structure initiale a ensuite permis d'induire la biréfringence de forme nécessaire à la compensation de l'importante dispersion chromatique ( $n_{\text{TE}_0}(775\text{ nm}) - n_{\text{TE}_0}(1.55\text{ }\mu\text{m}) = 0.26$ ). D'après la Fig. 1.13, ce résultat peut être atteint de deux façons différentes selon que l'empilement de matériaux contient majoritairement de l'AlOx ou de l' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ . Puisque la contribution de l'oxyde au  $\chi^{(2)}$  de la structure est nulle, et que sa qualité est *a priori* moindre que celle de la structure AlGaAs cristalline, nous avons fait le choix de minimiser la quantité d'AlOx.

3. Par souci de rapidité, les calculs des modes et indices effectifs, que nous avons effectués lors de la procédure de dessin de la structure, sont basés sur la méthode 1D des matrices de transferts [76] avec une précision satisfaisante (mieux que 0.5%) comparée au cas 2D plus lourd à mettre en œuvre.

4. L'intégrale de recouvrement d'un mode laser gaussien fondamental avec le mode  $\text{TE}_1$  étant nulle, ce mode pourra être supporté par le guide sans être injecté.

Sur la base des travaux de doctorat de M. Ravaro, nous avons considéré des couches d'AlOx de 33 nm pour lesquelles il a notamment été montré que la biréfringence permettant de compenser la dispersion entre 1.06  $\mu\text{m}$  et 2.12  $\mu\text{m}$  pouvait être induite avec un nombre restreint de couches [40], et dont la technique de fabrication est maintenant bien établie au sein de l'équipe *DON*<sup>5</sup>. Rappelons que des considérations technologiques imposent aux épaisseurs des couches d'AlAs à oxyder d'être comprises entre  $\sim 10\text{ nm}$  et  $\sim 1\text{ }\mu\text{m}$ . En effet, pour des canaux de diffusion trop fins, le transport des espèces oxydantes nécessaires à la réaction chimique est fortement affecté, stoppant rapidement l'avancée du front d'oxydation [79], et des couches d'oxyde trop épaisses souffrent de fissures et délaminations. Toutefois, la tenue mécanique peut être améliorée en ajoutant une faible quantité de gallium dans le matériau à oxyder [80], c'est pourquoi les couches d'AlOx de nos structures sont obtenues à partir d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ .

Par ailleurs, pour que les cinétiques d'oxydation des différentes couches à oxyder soient identiques, nous avons pris soin de fixer toutes leurs épaisseurs à la même valeur. L'échantillon peut ainsi être oxydé de façon homogène, et le processus finement calibré afin de bénéficier d'échantillons de qualité optimale.



**Figure 2.3** – Évolution de la dispersion  $|n_{\text{TE}}(775\text{ nm}) - n_{\text{TE}}(1.55\text{ }\mu\text{m})|$  et de la biréfringence  $|n_{\text{TE}}(775\text{ nm}) - n_{\text{TM}}(775\text{ nm})|$  avec le nombre de barrières d'AlOx insérées dans le cœur guidant.

La Fig. 2.3 montre l'évolution de la dispersion et de la biréfringence au fur et à mesure que l'on insère des couches d'AlOx dans le cœur du guide d'ondes initial. Lorsque, dans la structure [Substrat GaAs, 2  $\mu\text{m}$   $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ , 33 nm AlOx,  $N \times (1.35/N\text{ }\mu\text{m})$

5. Les propriétés de l'AlOx dépendant largement des conditions de croissance des couches et du procédé d'oxydation utilisé [68, 77], aucune étude exhaustive de ses propriétés optiques n'a pu être menée à ce jour. Toutefois, on considère ici la valeur  $n_{\text{AlOx}} = 1.60 \pm 0.005$ , obtenue dans des conditions similaires aux nôtres [78].

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ , 33 nm  $\text{AlOx}$ ), 1  $\mu\text{m}$   $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ ], le nombre  $(N+1)$  de couches d'oxyde augmente, la biréfringence tend à compenser la dispersion. Cependant au-delà de 8 couches d' $\text{AlOx}$ , l'indice moyen du cœur multicouche devenant comparable à celui des gaines, le confinement optique disparaît, si bien que l'accord de phase ne peut être obtenu dans une telle structure.

La solution consiste alors à insérer des couches d'oxyde de bas indice également dans les gaines d' $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$  sur toute l'extension spatiale des modes. Par souci de simplicité, nous faisons le choix de conserver la même épaisseur d'AlGaAs entre les barrières d' $\text{AlOx}$  dans le cœur comme dans les gaines, de sorte à n'avoir qu'un seul paramètre à régler pour fixer la longueur d'onde de dégénérescence.

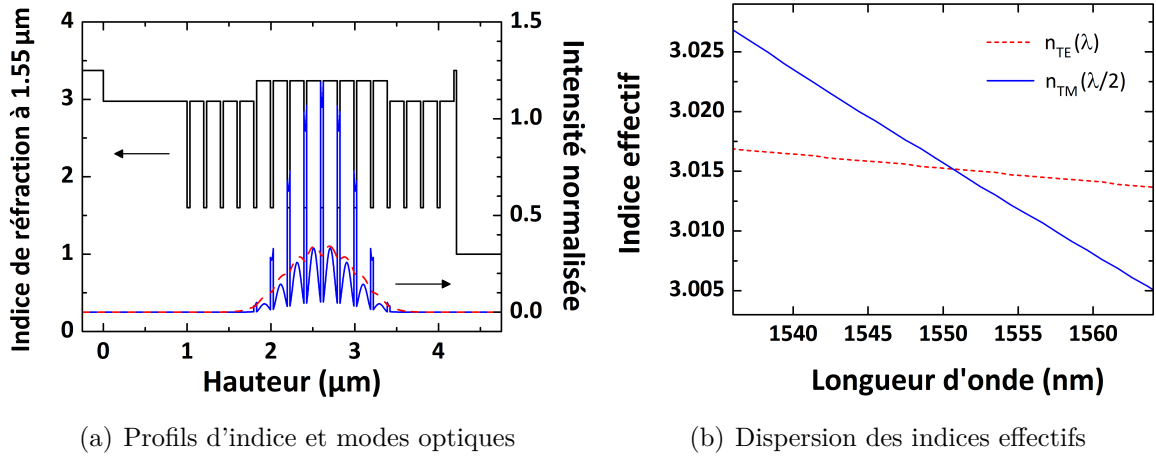
Couche	Matériau	Épaisseur (nm)	Répétition
Casquette	GaAs	30	
Gaine supérieure	$\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$	166	$\times 4$
	$\text{AlOx}$	33	
Cœur	$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	166	$\times 8$
	$\text{AlOx}$	33	
Gaine inférieure	$\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$	166	$\times 4$
	$\text{AlOx}$	33	
	$\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$	1000	
Substrat	GaAs	–	

**Table 2.1** – Structure multicouche A pour la conversion de fréquence entre 775 nm et 1.55  $\mu\text{m}$ .

**Dispositif final et performances théoriques** Le dessin final vers lequel nous avons convergé est donné en Table 2.1, où la fine casquette de GaAs en surface sert de protection, sans jouer de rôle optique. Dans la suite, nous utilisons l'appellation « Structure A » pour se référer à ce dessin. Notons que, malgré notre volonté d'en limiter l'utilisation, 16 couches d' $\text{AlOx}$  sont nécessaires pour travailler entre 775 nm et 1.55  $\mu\text{m}$ . À titre de comparaison, 5 barrières d'oxyde suffisent à accorder en phase une interaction de type I entre 1.06  $\mu\text{m}$  et 2.12  $\mu\text{m}$  [40]. Le profil d'indice de cette structure est représenté en Fig. 2.4a, avec les modes fondamentaux TE et TM accordés en phase à dégénérescence.

L'évolution des indices effectifs des modes en interaction est donnée en Fig. 2.4b et confirme que l'accord de phase a lieu à  $\lambda_0 = 1550$  nm ( $n_{\text{eff}} = 3.015$ ). L'étude de cette figure nous permet également de prévoir certaines propriétés spectrales du dispositif.

Tout d'abord, du fait de la faible pente de la courbe du mode TE et de sa faible courbure, l'acceptance spectrale des interactions non linéaires sera grande. En effet, à  $\lambda_P$  donnée, celle-ci est directement reliée à l'inverse de  $\frac{\partial n_{\text{TE}}}{\partial \lambda}(\lambda_0)$  et de  $\frac{\partial^2 n_{\text{TE}}}{\partial \lambda^2}(\lambda_0)$  [53].



**Figure 2.4** – Simulations 1D de la Structure A accordée en phase à 1550 nm. Les profils de champs et les dispersions des indices effectifs des modes  $TE_0$  (courbes pointillées rouges) et  $TM_0$  (courbes continues bleues) sont calculés à partir du profil d'indice du dispositif dans la direction verticale (en noir).

Si cette propriété s'avère utile pour concevoir un convertisseur de fréquence à large bande passante (OPA par exemple), elle est en revanche moins intéressante concernant la pureté spectrale d'une source de paires de photons jumeaux.

Deuxièmement, l'important ratio des pentes des deux courbes ( $\frac{\partial n_{TM}}{\partial \lambda}(\lambda_0/2) \gg \frac{\partial n_{TE}}{\partial \lambda}(\lambda_0)$ ) traduit le fait qu'à cause de la proximité de l'énergie de bande interdite, la dispersion autour de 775 nm est bien plus grande qu'autour de 1550 nm. Afin de toujours vérifier la relation d'accord de phase, les faisceaux signal et complémentaire d'une interaction non dégénérée seront alors largement affectés par la moindre modification de  $\lambda_P$ , la longueur d'onde de pompe [81]. Comme illustré en Fig. 2.5, lorsque  $\lambda_P$  diminue, la séparation spectrale entre  $\lambda_S$  et  $\lambda_C$  augmente rapidement, et la courbe d'accordabilité est très ouverte : un décalage de 5 nm de  $\lambda_P$  permet de couvrir 600 nm avec  $\lambda_S$  et  $\lambda_C$ .

Dans la pratique, cette propriété peut être avantageusement mise à profit dans la conception d'une source paramétrique IR largement accordable autour de 1.55  $\mu\text{m}$ , en intégrant un convertisseur de fréquence de ce type avec une diode laser à la plage d'accordabilité limitée. Cependant, elle est également responsable de la grande sensibilité des propriétés non linéaires de la structure aux imprécisions de fabrication. Il a en effet été montré que les structures multicouches AlGaAs/AlOx de ce type sont particulièrement sensibles aux variations d'épaisseur des couches d'AlGaAs (dû au fort recouvrement des deux modes avec ces couches) et à aux variations d'indice de l'AlOx (dû aux fortes discontinuités du champ TM aux interfaces AlGaAs/AlOx) [81], qui décalent la longueur d'onde de dégénérescence (et translatent la courbe d'accordabilité). Pour ce dispositif, on obtient respectivement 3.2 nm/% et 3.1 nm/% d'imprécision relative sur  $\lambda_0$  pour ces deux paramètres.

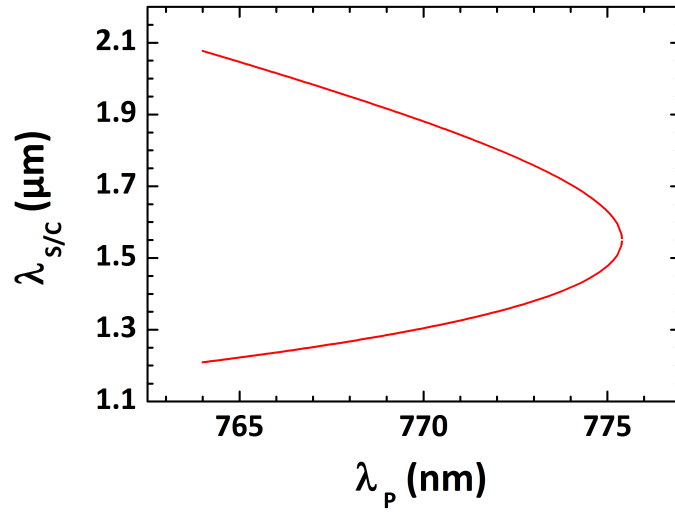


Figure 2.5 – Courbe d'accordabilité simulée pour la Structure A.

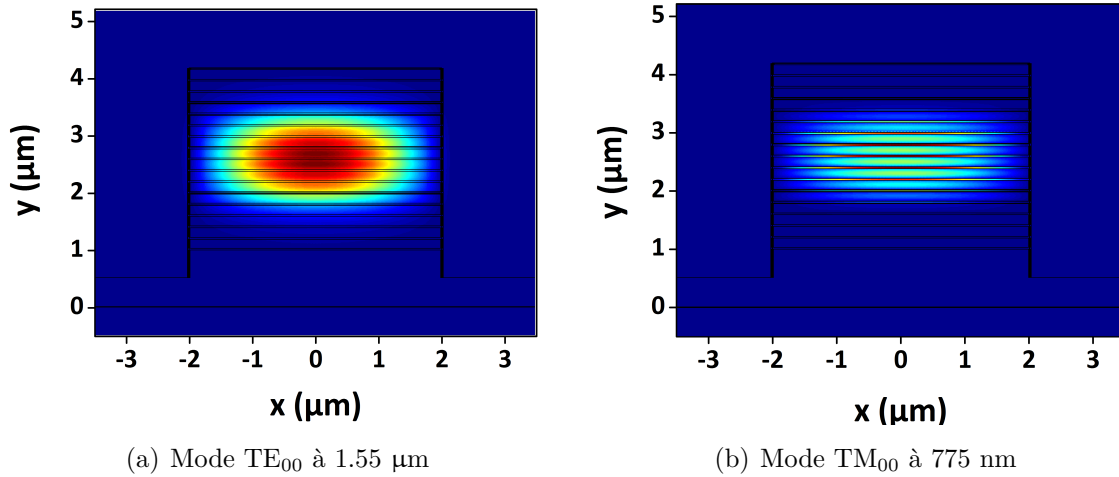


Figure 2.6 – Profils de champs 2D simulés des modes guidés en interaction à la dégénérescence de la Structure A.

Afin d'estimer le plus finement possible l'efficacité de conversion théorique de ce dispositif, nous avons réalisé les simulations 2D scalaires représentées en Fig. 2.6. Les rubans considérés font typiquement 4 μm de large et sont gravés sur une profondeur de 3.7 μm, de sorte à ce que leurs facettes aient une taille comparable à la tâche focale des optiques d'injection utilisées (objectif de microscope  $\times 40$  ou  $\times 60$ ), et que les flancs de toutes les couches à oxyder soient découverts. Notons que par rapport au cas 1D, le confinement 2D a pour effet de diminuer les indices effectifs des modes guidés, et ce d'autant plus que le confinement latéral est fort, *i.e.* le ruban étroit. Puisque cette perturbation est plus importante pour les modes TE de plus grande longueur d'onde

(leur extension spatiale est supérieure à celle du mode TM), la dégénérescence est décalée vers les grandes longueurs d'ondes (pour un ruban large de  $4\text{ }\mu\text{m}$ ,  $\lambda_0 = 1559\text{ nm}$  et  $n_{\text{eff}}^{2\text{D}} = 3.008$ ).

La Fig. 2.6 illustre une propriété fondamentale du schéma d'accord de phase à bi-réfringence de forme : les modes fondamentaux en interaction sont très semblables, ce qui favorise naturellement l'intégrale de recouvrement non linéaire. Les paramètres caractéristiques de la Structure A, obtenus par simulation 2D, sont donnés en Table 2.2. Nous y avons reporté les valeurs de l'intégrale de recouvrement linéaire des modes  $\text{TE}_{00}$  et  $\text{TM}_{00}$  ( $f_{\text{TE}\times\text{TM}}$ ), de l'intégrale de recouvrement non linéaire ( $\Gamma$ ), de la longueur d'onde à dégénérescence ( $\lambda_0$ ), de l'indice effectif à dégénérescence ( $n_{\text{eff}}^{2\text{D}}$ ) ainsi que celle de l'efficacité de conversion normalisée ( $\eta^0$ ). À titre de comparaison, nous donnons également les paramètres caractéristiques de la structure de Fiore *et al.*, avec laquelle la comparaison est directe, simulés dans le cas du guide d'ondes décrit en Réf.[35].

	Structure A	Fiore <i>et al.</i> [35]
$f_{\text{TE}\times\text{TM}}$	82%	75%
$\Gamma\text{ [V}^{-1}\text{]}$	$3.6\times 10^{-5}$	$3.5\times 10^{-5}$
$\lambda_0\text{ [nm]}$	1559	1627
$n_{\text{eff}}^{2\text{D}}$	3.008	3.025
$\eta^0\text{ [\%W}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{]}$	5900	5130

**Table 2.2** – Tableau récapitulatif des performances théoriques de la Structure A, comparées à celles de la Réf.[35].

Nous constatons qu'en plus d'améliorer l'efficacité de conversion normalisée de 15% (grâce à une diminution de l'aire effective des modes), notre structure anticipe les contraintes de fabrication (épaisseur des couches à oxyder unique, techniques de confinement latéral et de gravure améliorées).

### 2.1.2 Fabrication des guides d'ondes

Grâce à son intégrale de recouvrement non linéaire intrinsèquement élevée, les performances d'optique non linéaires théoriques de la Structure A seront supérieures à celles des autres schémas d'accord de phase, pour lesquels les profils modaux en interaction sont moins semblables. Toutefois, les performances expérimentales dépendront considérablement de la qualité de la fabrication de l'échantillon dans la mesure où l'impact des pertes de propagation et des inhomogénéités sur l'efficacité de conversion est grand<sup>6</sup>. Bien que les techniques de croissance et d'élaboration des semi-conducteurs III-

6. cf. section 1.2.3.



V possèdent déjà une maturité de plus de 50 ans, grâce à l'essor de la micro-électronique et des diodes lasers, l'AlOx n'est pas encore un matériau standard de l'optoélectronique et demeure un sujet de recherche actif qui concentre beaucoup d'efforts technologiques. Nous présentons ici le processus de fabrication de nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx, fruit de la synthèse des développements technologiques de ces dix dernières années.

**Croissance** L'accord de maille quasi-parfait existant entre GaAs et AlGaAs, indépendamment de la fraction molaire d'aluminium, nous permet de faire croître nos multicouches par épitaxie, et d'obtenir des structures monocristallines avec très peu de défauts. Parmi les deux principales techniques, l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) a été préférée à l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM) pour son meilleur contrôle des paramètres de la structure (concentration et épaisseurs) et sa plus grande pureté de matériaux<sup>7</sup>, malgré l'ultra-vide nécessaire au bon fonctionnement du réacteur et la vitesse de dépôt plus faible ( $\sim 1 \mu\text{m/h}$  contre  $\sim 5$  à  $10 \mu\text{m/h}$ ). Les faibles flux moléculaires permettent par ailleurs un contrôle extrêmement précis de l'empilement cristallin<sup>8</sup>, avec des interfaces très abruptes entre les couches de différentes compositions. Ces caractéristiques, permettant d'obtenir l'accord de phase à la longueur d'onde voulue dans des croissances de qualité optimale (notamment en minimisant les rugosités aux interfaces des couches), en font une technique particulièrement adaptée pour la croissance de nos échantillons.

La croissance sur substrat GaAs (001) de la structure de la Table 2.1 a été réalisée en collaboration avec le *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN)* de Marcoussis, par A. Lemaître et É. Galopin. Une mesure de spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) sur substrat après croissance (reportée en Annexe A) nous a permis d'étalonner l'écart relatif de la structure épitaxiée à la structure nominale, estimé à -2.5% sur cette plaque. De manière générale, ce bâti a tendance à produire des structures dont les épaisseurs de couches sont systématiquement inférieures de 1.5 à 2.5% aux valeurs nominales, ce qui a pour effet de décaler la dégénérescence de  $\sim 5$  à  $10 \text{ nm}$  vers le bleu. Connaissant cette déviation systématique, il est parfaitement envisageable de pré-compenser la structure à épitaxier pour ajuster  $\lambda_0$  de façon plus précise si besoin.

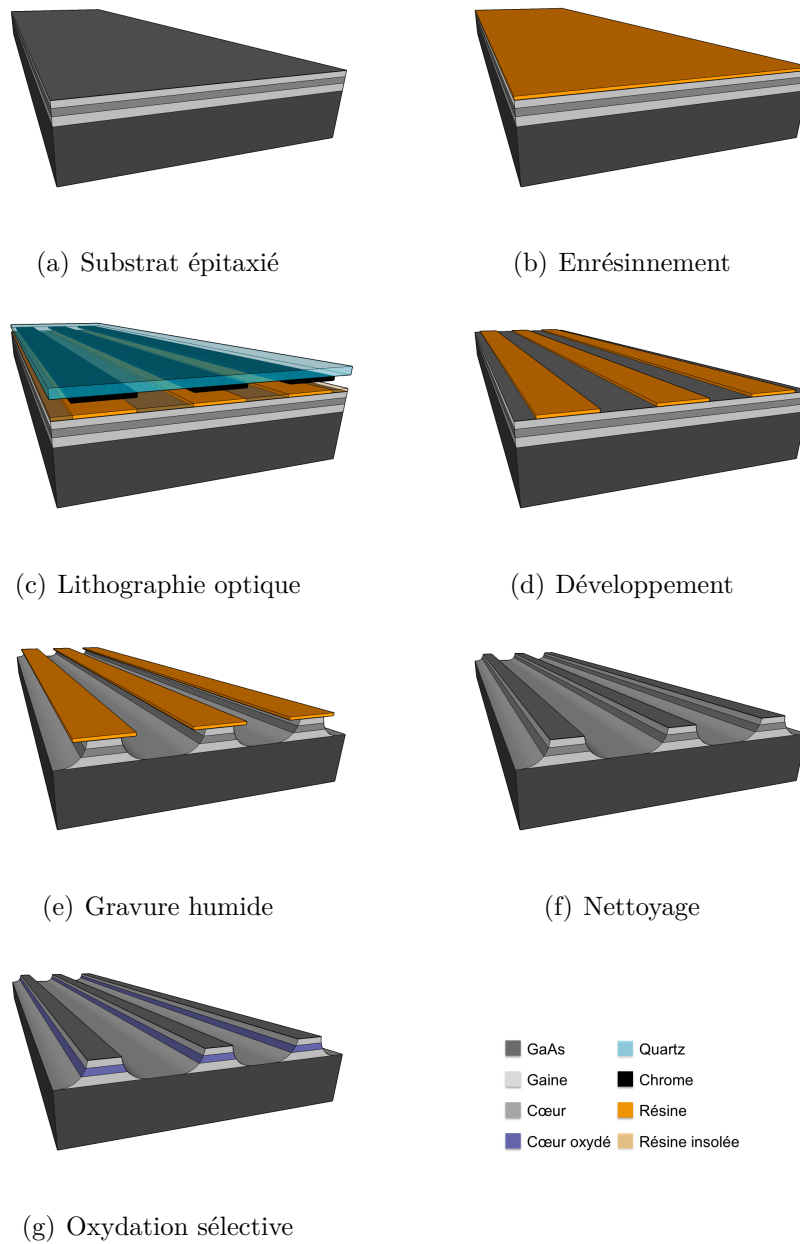
**Gravure** Hormis la croissance, le reste des étapes de fabrication est effectué dans la salle blanche du laboratoire *MPQ* sur des échantillons d'environ  $1 \text{ cm}^2$  prélevés dans la plaque épitaxiée ; elles sont schématisées en Fig. 2.7.

Afin de faciliter les étapes de clivage d'échantillons courts avec des facettes de qualité optique, nous procédons à un amincissement du substrat jusqu'à une épaisseur totale

---

7. Dans le cas de l'EPVOM, d'éventuels résidus de gaz précurseurs organométalliques peuvent être responsables d'une absorption résiduelle.

8. Un module de diffraction résonante d'électrons à haute énergie (RHEED) permet la calibration *in situ* des flux atomiques, et de suivre en temps réel l'évolution et la qualité du dépôt, avec une précision de l'ordre de la monocouche.



**Figure 2.7** – Étapes de fabrication des guides d'ondes non linéaires AlGaAs/AlOx.

de  $\sim 200\text{-}300\text{ }\mu\text{m}$  (plus fin, les échantillons seraient trop fragiles et leur manipulation délicate).

La lithographie permet, dans un second temps, de définir les motifs que nous voulons inscrire à la surface de l'échantillon. Pour cela, une fine couche de résine photosensible positive est uniformément répartie sur la surface soigneusement nettoyée de la plaque, puis, les motifs d'un masque chromé, préalablement aligné sur un bord de plaque, y sont transférés par insolation UV et révélés dans un bain chimique de développement.

Il existe ensuite deux grandes catégories de gravures :

- la gravure sèche où la matière est exposée à un bombardement d'ions réactifs,
- la gravure humide où la matière est dissoute dans une solution chimique.

Ces deux types de gravure offrent de multiples possibilités et sont caractérisées par plusieurs critères : anisotropie, vitesse de gravure, sélectivité et uniformité [82].

Historiquement, les premiers résultats d'optique non linéaire dans des structures AlGaAs partiellement oxydées ont été obtenus dans des guides d'ondes à double *mesa*<sup>9</sup> gravés par gravure ionique réactive (RIE) chlorée [34]. La première amélioration a été de remplacer la gravure sèche, aux flancs verticaux mais rugueux, par une gravure humide isotrope générant des flancs lisses (solution de  $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  diluée à 3:1:1) [37]. Après optimisation du dessin, en même temps que les pertes de propagation diminuaient de 2 à  $1.5\text{ cm}^{-1}$  l'efficacité de conversion normalisée passait de 3 à  $1000\% \text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . Afin de s'affranchir des longs temps d'oxydation (1h20 en Réf.[34]), présumés responsables de la dégradation de la qualité de l'AlOx et des pertes élevées, la géométrie du guide a ensuite été changée pour des guides à simple ruban étroits gravés jusqu'en bas de la structure cœur/gaine. Avec un temps d'oxydation réduit à la dizaine de minutes, des guides présentant des pertes de  $0.7\text{ cm}^{-1}$  et une efficacité de conversion normalisée de  $1500\% \text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  ont pu être fabriqués [70]. En marge des bonnes performances optiques, l'homogénéité de la gravure sur l'étendue de l'échantillon n'était pas satisfaisante, et la solution de gravure étant légèrement sélective, les bords des facettes des guides étaient crantés<sup>10</sup>. La solution de gravure au dichromate de potassium  $\text{CH}_3\text{COOH}:\text{HBr}:\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  (1:1:1) non sélective et isotrope a alors été utilisée. Grâce à une excellente régularité des flancs de gravure<sup>11</sup>, elle permet de graver des guides à faible pertes longs de plusieurs millimètres tout en améliorant le transport des espèces chimiques au niveau des flancs pendant l'oxydation [38].

Nous avons donc utilisé la solution au dichromate de potassium pour graver nos échantillons. Les principaux inconvénients de cette solution de gravure proviennent du manque de reproductibilité de sa vitesse de gravure (entre 2 et  $5\text{ }\mu\text{m}/\text{min}$  à température ambiante, l'agitation joue également un rôle important) et de sa courte durée d'utilisation (la vitesse de gravure évolue dans les premières heures, et la solution n'est plus fiable passée une demie-journée).

Notons au passage que le phénomène d'*undercut* doit être anticipé lors du choix de la largeur des pistes de chrome, en fonction de la largeur et de la hauteur de ruban souhaitées. On observe expérimentalement un ratio 1:2 entre la profondeur de l'*undercut* et la profondeur de gravure. Enfin, une immersion très rapide (5") dans de l'acide chlor-

9. Un ruban étroit peu profond, assurant le confinement latéral des modes optiques, était positionné sur un *mesa* plus large permettant d'accéder aux couches d'AlAs à oxyder.

10. Bien que n'ayant aucun impact sur le guidage – le profil étant invariant par translation longitudinale – la diffusion des espèces oxydantes et l'extraction des produits d'oxydation n'étaient pas favorisées.

11. Une rugosité d'amplitude  $\sigma_{\text{RMS}} = 2\text{ nm}$  a été mesurée à l'AFM [40].

hydrique concentré préalablement à la gravure des guides, permet de retirer la couche d'oxyde de GaAs natif en surface du semi-conducteur à graver, et ainsi d'améliorer significativement l'état final du fond de gravure.

Après gravure, la résine restante est dissoute dans des bains successifs d'acétone/isopropanol/eau déionisée (EDI). On évite d'avoir recours à un délaquage par plasma  $O_2$  pour ne pas passiver les couches à oxyder. Ce nettoyage aux solvants doit donc être particulièrement soigné pour éliminer tout résidu de résine pouvant perturber l'étape suivante d'oxydation.

**Oxydation sélective** À partir des années 90, la volonté de trouver un équivalent dans la filière III-V à l'oxyde de silicium ( $SiO_2$ ), incontournable en micro-électronique, a motivé une activité de recherche importante sur l'oxydation des dispositifs AlGaAs. En 1990, en reprenant un procédé d'oxydation thermique du silicium afin d'accélérer le processus naturel d'hydrolyse de couches riches en AlAs, Dallesasse *et al.* mettent au point une version dense et stable de l'oxyde natif d'AlAs [33]. Ses propriétés d'isolation électrique, son faible indice de réfraction et la grande sélectivité de la réaction avec la teneur en aluminium ont alors été rapidement mis à profit dans nombre de dispositifs électriques (transistors à effet de champ), optiques (miroirs de Bragg) et optoélectroniques (lasers à cavité verticale à émission par la surface – VCSELs). Le grand intérêt suscité par ce matériau et l'ampleur de la recherche associée soulignent l'importance de l'oxydation thermique humide dans le développement et la fabrication de nouveaux dispositifs innovants.

Le processus d'oxydation sélective que nous considérons ici procède par voie latérale à partir des flancs gravés de la structure. Une autre technique d'oxydation par la surface, originale et flexible, existe par ailleurs [83], mais elle demeure à ce jour inadaptée à notre géométrie multicouche.

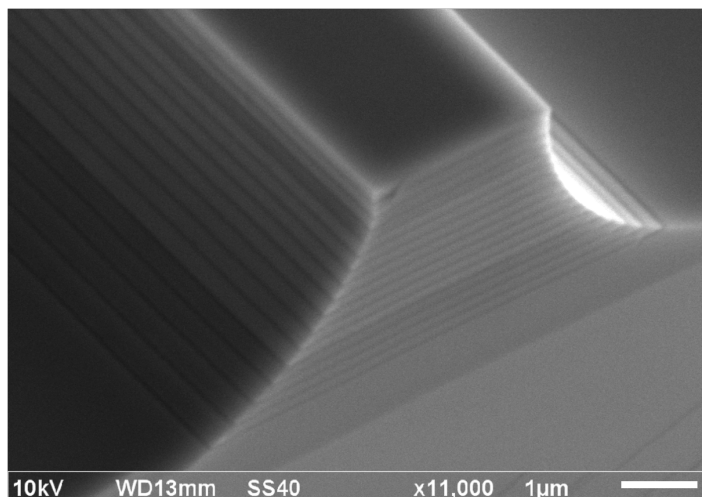
Une fois la plaque gravée clivée en barrettes, les couches d' $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$  sont oxydées dans un tube de quartz chauffé à 400-500 °C. Les échantillons sont insérés au centre du four tubulaire à l'aide d'une canne de transfert également en quartz. L'atmosphère humide est obtenue en faisant buller une ligne de gaz porteur (ici l'azote) dans un ballon d'eau chaude maintenue à 70 °C avec un débit de 2 L/min. À la sortie du four, la vapeur et les produits de réactions sont extraits et libérés sous une hotte aspirante [41].

En pratique, lorsque les températures des différents éléments chauffés sont stabilisées à leur valeur de consigne, l'échantillon peut être placé dans le four. Suite à la légère baisse de température de ce dernier lors du chargement, 2 à 3 minutes sont ensuite nécessaires pour retrouver l'équilibre thermique. L'oxydation commence alors à l'ouverture du débitmètre, lorsque la vapeur d'eau est injectée dans la chambre d'oxydation, et se poursuit le temps nécessaire à l'oxydation complète des couches d' $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ . L'échantillon est finalement sorti, directement après fermeture du débitmètre.

Afin de garantir le bon déroulement de l'oxydation, cette étape doit avoir lieu immédiatement après gravure. En effet, une fois les couches riches en aluminium exposées

à l'air ambiant, un film d'oxyde natif, inhomogène et de mauvaise qualité, commence à se former, ce qui peut entraver la progression de l'oxyde thermique s'il est trop épais. Si besoin, l'échantillon peut être « désoxydé » juste avant d'être inséré dans le four <sup>12</sup>.

Une image MEB de la facette d'un guide d'ondes finalisé large d'environ 4  $\mu\text{m}$  (valeur en haut du ruban) est donnée en Fig. 2.8. Malgré un profil transverse mal défini, on peut apprécier la régularité des flancs de gravure.



**Figure 2.8** – Cliché MEB de la facette clivée d'un échantillon de la Structure A après oxydation. Les différents niveaux de gris permettent de distinguer la structure cœur/gaine verticale ainsi que les couches d'AlOx.

### 2.1.3 Optimisation de l'étape d'oxydation sélective

L'étape d'oxydation sélective des guides d'ondes est la plus critique dans notre processus de fabrication. En effet, l'efficacité du dispositif est directement conditionnée par les pertes de propagation optiques, dont la majeure partie est indiscutablement le fait de l'oxydation <sup>13</sup>.

Malgré l'amélioration de la compréhension globale de l'AlOx au cours des 25 dernières années <sup>14</sup>, la compréhension fine des différents mécanismes intervenant dans la formation de ce matériau n'est à ce jour pas suffisante pour anticiper le résultat d'une oxydation. Afin d'optimiser cette étape, nous avons donc calibré notre four d'oxydation pour choisir les meilleurs paramètres expérimentaux. Toutefois, la mise en œuvre pratique d'un procédé de fabrication précis et reproductible, permettant d'éviter cette lourde étape de calibration, reste un défi.

12. Gravure de 30" dans une solution HCl:H<sub>2</sub>O (1:10) [84].

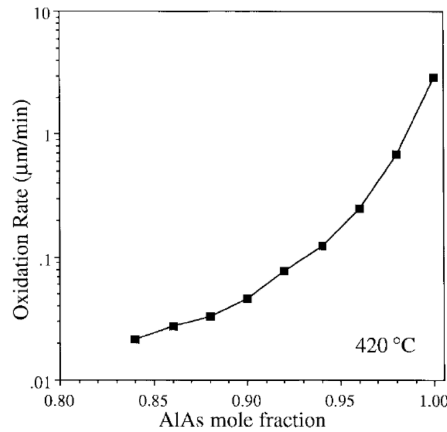
13. Vers  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , on mesure  $\alpha_{\text{NOX}} \sim 0.5 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha_{\text{OX}} \sim 1.5 \text{ cm}^{-1}$  respectivement avant et après oxydation.

14. cf. section 3.2.3

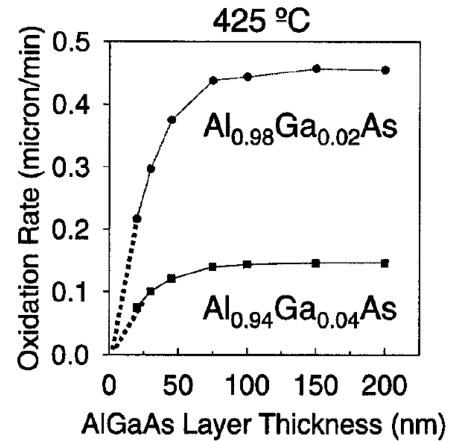
Sur la base du modèle de réaction/diffusion développé par Deal et Grove pour le silicium [85], plusieurs modèles ont tenté de rendre compte du phénomène pour l'AlGaAs [84, 86, 87]. S'ils s'accordent bien sur les tendances dégagées, leurs résultats quantitatifs en revanche présentent une forte dispersion [88]. En effet, la réaction d'oxydation sélective par voie latérale humide dépend de nombreux paramètres dont la maîtrise est essentielle pour mettre en œuvre un processus fiable et reproductible. Ceux-ci peuvent être classés en trois catégories différentes selon qu'ils ont trait au matériau  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , aux conditions d'oxydation ou à l'atmosphère humide :

• MATÉRIAU

- *Concentration en aluminium* : l'oxydation thermique humide est un processus très sélectif avec la teneur en aluminium [80]. Comme l'illustre la Fig. 2.9a, la vitesse d'oxydation d'une couche fine d' $\text{Al}_{0.84}\text{Ga}_{0.16}\text{As}$  est deux ordres de grandeur inférieure à celle d'une couche d'AlAs. Cette caractéristique est mise à profit dans nos guides, où seules les couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  sont oxydées, sans modification des gaines en  $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ .
- *Épaisseur de couche* : la vitesse d'oxydation augmente avec l'épaisseur des couches à oxyder et sature pour des épaisseurs supérieures à  $\sim 75$  nm [89], comme on le constate en Fig. 2.9b. En effet, le transport des espèces chimiques participant à la réaction est favorisé lorsque la taille du canal de diffusion augmente. À l'inverse, il est impossible d'oxyder des couches plus fines que  $\sim 10$  nm dans lesquelles la diffusion est bloquée [79].



(a) Concentration en Al, tiré de [80]



(b) Épaisseur de couche, tiré de [89]

**Figure 2.9** – Évolution de la vitesse d'oxydation avec les propriétés du matériau  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (teneur en aluminium et épaisseur de couche).

- *Couches adjacentes* : la cinétique d'oxydation est également dépendante de l'hétérostructure dans laquelle se trouve la couche à oxyder, bien que les

mécanismes impliqués restent encore mal connus. Des hypothèses concernant l'influence de contraintes mécaniques [79] ou la création de nouveaux canaux de diffusion (notamment dans le cas d'alliages digitaux) [84] ont été avancées pour expliquer le ralentissement ou l'accélération de l'oxydation. Ceci est particulièrement important dans nos guides d'ondes, car l'environnement immédiat des couches à oxyder change selon qu'elles se trouvent dans le cœur d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  ou dans la gaine d' $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$ .

#### • CONDITIONS D'OXYDATION

- *Temps d'oxydation* : par analogie avec le modèle de Deal et Grove, la dépendance temporelle de l'avancement du front d'oxydation  $x_{\text{ox}}(t)$  a été proposée par Ochiai *et al.* [86] sous la forme :

$$x_{\text{ox}}^2 + Ax_{\text{ox}} = Bt \quad (2.2)$$

où  $B$  est proportionnel à la constante de diffusion de la vapeur à travers l'oxyde et  $B/A$  est une fonction de la constante de réaction d'oxydation. Il existe alors deux régimes d'oxydation, selon que le processus est limité par la réaction ou par la diffusion : dans un premier temps l'avancement est linéaire  $x_{\text{ox}} \approx B/A \times t$ , puis parabolique pour des temps plus longs  $x_{\text{ox}} \approx \sqrt{Bt}$ .

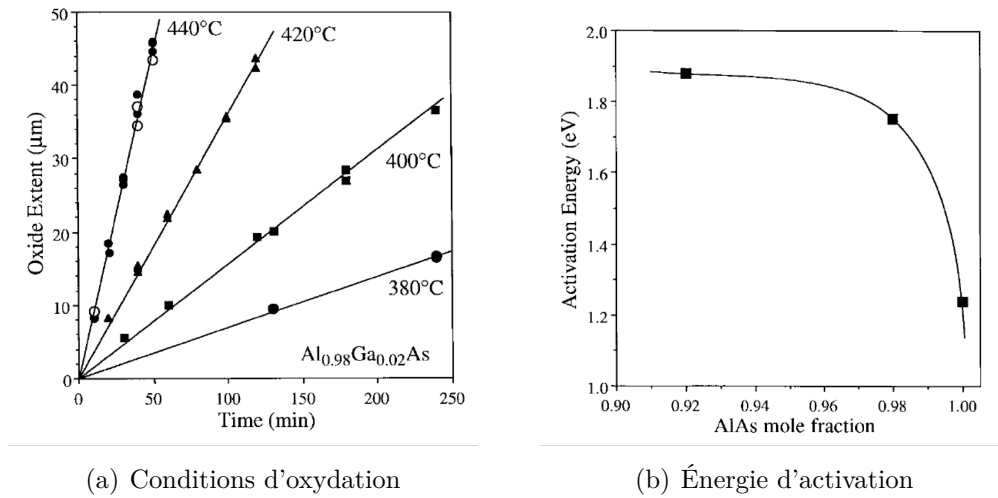
- *Température du four* : puisque les phénomènes de diffusion et de réaction régissant l'oxydation sont thermiquement activés, la vitesse d'oxydation augmente avec la température [80]. Dans le régime linéaire qui nous intéresse (car plus facile à calibrer), l'évolution de la vitesse d'oxydation avec la température, représentée en Fig. 2.10a, est donnée par la loi d'Arrhénius :

$$v = v_0 \exp(-E_a/k_B T) \quad (2.3)$$

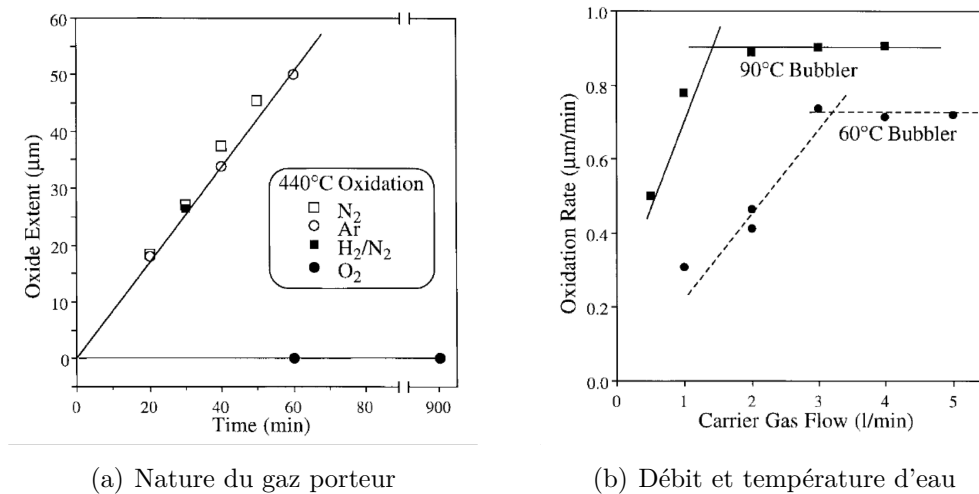
avec  $E_a$  est l'énergie d'activation (en eV),  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température du four (en K). Comme illustré en Fig. 2.10b, la sélectivité du processus provient de la forte dépendance de l'énergie d'activation avec la concentration en aluminium.

#### • ATMOSPHERE HUMIDE

- *Gaz porteur* : la Fig. 2.11a montre que le choix du gaz porteur, tant qu'il est neutre, n'a quasiment pas d'influence sur la cinétique de la réaction. Ce n'est pas le cas du dioxygène qui participe à la réaction et bloque le processus.
- *Débit de gaz et température d'eau* : comme le montre la Fig. 2.11b, la vitesse de réaction augmente proportionnellement avec le débit de gaz, jusqu'à ce que l'atmosphère soit saturée en vapeur avec un excès de réactifs. La réaction est également plus rapide lorsque la température du ballon d'eau augmente. En effet, la cinétique de la réaction d'oxydation est directement reliée à la concentration en eau, et donc à la pression de vapeur saturante.



**Figure 2.10** – Évolutions de la vitesse d'oxydation avec les conditions d'oxydation (température et temps d'oxydation) et de l'énergie d'activation avec la teneur en aluminium, tirées de [80].



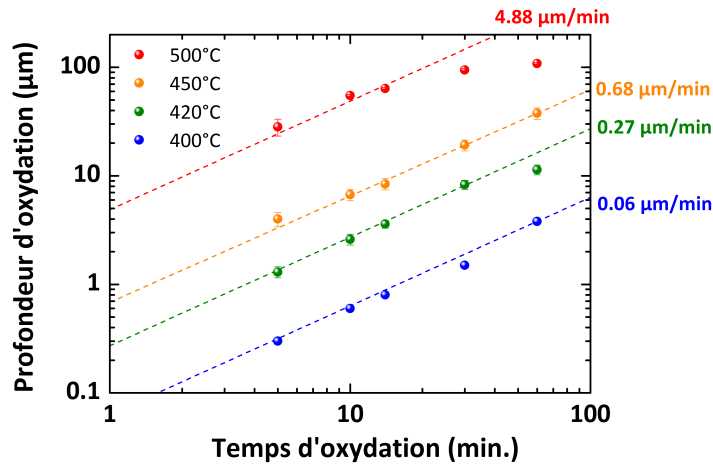
**Figure 2.11** – Évolution de la vitesse d'oxydation avec les propriétés de l'atmosphère humide (nature et débit du gaz, température d'eau), tirées de [80].

Cette longue liste de paramètres montre à quel point l'oxydation est une étape complexe à maîtriser. De plus, la forte sensibilité du processus avec la concentration en aluminium rend l'utilisation d'un modèle prédictif impossible : comme l'ont montré Ku *et al.*, une imprécision de  $\pm 0.5\%$  sur la teneur en aluminium d'une couche d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ , indécélable avec les outils existants, peut entraîner jusqu'à 40% d'erreur sur la profondeur d'oxydation [87]. Par ailleurs pour notre dispositif d'oxydation rudimentaire, la température et la durée d'oxydation sont également entachées d'erreur



puisque la régulation en température n'est pas parfaite, et l'ouverture/fermeture du débitmètre ainsi que le chargement/déchargement du four ne se font pas instantanément.

Dans une approche « boîte noire », nous avons donc calibré le dispositif d'oxydation en appliquant le protocole décrit en section 2.1.2 à notre croissance. Le débit d'azote (2 L/min) et la température du ballon d'eau (70°C) ont été choisis pour garantir un excès de réactifs dans l'atmosphère humide, nous permettant ainsi d'ajuster la profondeur d'oxydation avec la température du four et le temps d'oxydation uniquement. L'avancement du front d'oxydation, visible grâce au changement de réflectivité induit par le changement d'indice des couches oxydées, est mesuré sur des *mesas* carrés à l'aide d'un microscope optique [41, 90].

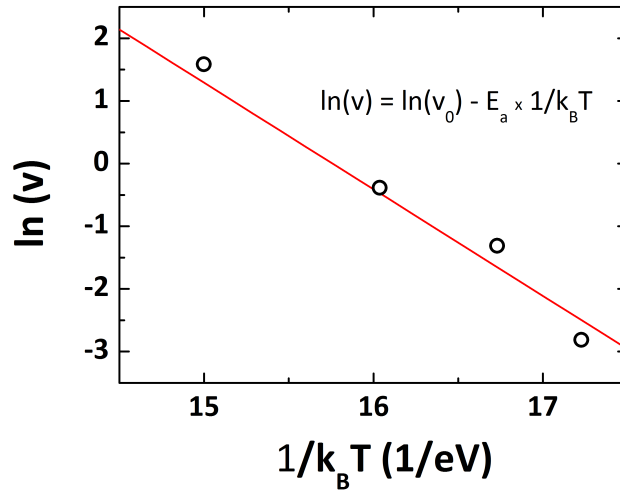


**Figure 2.12** – Calibration du dispositif d'oxydation sur les couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  de la Structure A : évolution de la profondeur d'oxydation avec le temps pour différentes températures de four (échelle log-log). Les données expérimentales (points colorés) sont ajustées par des droites (pointillées) desquelles sont déduites les vitesses d'oxydation.

La Fig. 2.12 représente, en échelles logarithmiques, l'évolution de la profondeur d'oxydation avec le temps, pour nos couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  et pour des températures de four comprises entre 400 et 500°C. La pente unitaire des droites ajustant les points expérimentaux signifie que la progression du front d'oxydation est linéaire. Le processus est donc limité par la réaction, à l'exception de la réalisation à 500°C pour laquelle le régime diffusif apparaît au-delà de 14 min d'oxydation.

Les vitesses d'oxydation, estimées à l'abscisse  $t_{\text{ox}} = 1$  min, couvrent une grande plage de valeurs allant de quelques dizaines de nanomètres à plusieurs microns par minute. Comme illustré en Fig. 2.13, elles suivent une loi d'Arrhénius avec une énergie d'activation estimée à  $E_a = 1.7 \pm 0.3$  eV, en bon accord avec la Réf. [80] (cf. Fig. 2.10b).

Connaissant la largeur de nos guides d'ondes, cette calibration nous permet de déterminer le temps nominal nécessaire pour compléter l'oxydation, *i.e.* que les fronts d'oxydation se rejoignent au milieu des rubans. Ce dernier point est particulièrement



**Figure 2.13** – Diagramme d'Arrhénius du four d'oxydation. L'énergie d'activation est déduite de l'ajustement linéaire (droite rouge) des données expérimentales (cercles).

critique, comme l'a montré une étude corrélant les pertes optiques aux conditions d'oxydation [41]. Nous avons donc choisi d'oxyder nos échantillons à 420°C, qui est le meilleur compromis entre un faible temps d'oxydation (le niveau moyen de pertes augmente avec le temps d'oxydation) et une reproductibilité satisfaisante d'une oxydation à l'autre <sup>15</sup>.

## 2.2 Performances d'optique non linéaire

Les performances d'optique non linéaire d'un convertisseur de fréquence ont été évaluées grâce à des expériences de mélange à trois ondes : SHG, SFG et DFG dans notre cas. Le type d'interaction est déterminé par le choix des modes injectés dans le guide d'ondes et leur relation de phase initiale, à partir de laquelle le système va évoluer.

Les caractérisations optiques, linéaires et non linéaires, de nos échantillons sont effectuées sur un banc expérimental générique, modulé selon les besoins. Dans toutes nos expériences d'optique guidée, le cœur de l'installation est constitué de deux optiques de focalisation montées sur des platines de positionnement tri-axes, entre lesquelles on place le guide d'onde. Celui-ci est posé sur un porte-échantillon en Invar <sup>16</sup>, monté sur une platine autorisant les translations verticales et latérales de l'échantillon, ainsi que l'inclinaison de sa facette. En amont, le choix des sources alignées sur l'axe optique se fait parmi les différents lasers disponibles dans le laboratoire, en fonction de l'ex-

<sup>15</sup>. Lorsque la température du four augmente, le temps nécessaire pour compléter l'oxydation diminue tellement que la qualité de l'échantillon devient trop sensible à la moindre incertitude sur le temps d'oxydation.

<sup>16</sup>. Choisi pour son faible coefficient de dilatation thermique.

périence que l'on souhaite réaliser. En aval, les outils de visualisation et de mesure de puissance sont adaptés aux plages spectrales à diagnostiquer. Enfin, une hotte à flux laminaire assure un environnement à l'empoussièrement réduit (classe ISO 7) pour protéger l'échantillon et les sources lasers.

Puisque les puissances générées dans nos expériences d'optique non linéaires sont faibles (typiquement sub- $\mu\text{W}$ ), certaines précautions ont dû être prises pour travailler dans de bonnes conditions de stabilité et de bruit. La qualité du couplage de la lumière dans le guide étant critique, la platine de translation de l'objectif d'injection est équipée d'actionneurs piézo-électriques autorisant un alignement plus fin que celui des vis micrométriques. Par ailleurs, la température de l'échantillon est régulée à l'aide d'un module Peltier, afin de s'affranchir des effets de dérive thermique pouvant dégrader le couplage (dilatation thermique des différents éléments alignés sur l'axe optique) et décaler la condition d'accord de phase (dépendance en température des indices de réfraction). Enfin, le photocourant issu du détecteur est amplifié par un étage transimpédance à faible bruit et à gain variable, puis mesuré à l'aide d'une détection synchrone, dont le signal de référence est fourni par un hacheur optique placé devant l'objectif d'injection.

### 2.2.1 Expérience de génération de seconde harmonique

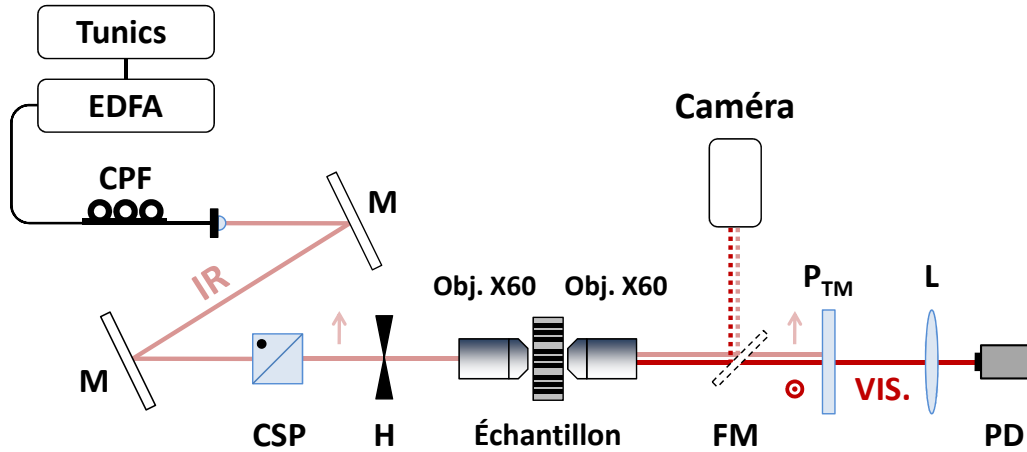
Grâce à sa simplicité de montage (un seul laser de pompe suffit) et à sa grande efficacité (la puissance de sortie dépend quadratiquement de la puissance d'entrée), la SHG est particulièrement indiquée pour déterminer l'efficacité de conversion normalisée à dégénérescence.

Le montage expérimental que nous avons utilisé est représenté en Fig. 2.14. Le doublage de fréquence a été réalisé à partir d'un laser à cavité externe monomode, continu, accordable sans saut de mode entre 1490 nm et 1600 nm et délivrant jusqu'à 15 mW (Tunics-Plus). Si besoin, sa sortie peut être amplifiée à l'aide d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) pouvant délivrer jusqu'à 1.2 W entre 1535 nm et 1565 nm (EDFA Keopsys 30dBm). Le faisceau de travail est obtenu après collimation, et sa polarisation est ajustée à l'aide d'un contrôleur de polarisation fibré, placé avant le collimateur.

Conformément à notre schéma d'accord de phase, le faisceau de pompe à la FF est polarisé TE (filtré par un cube séparateur de polarisation) puis injecté dans un guide d'ondes avec un objectif de microscope  $\times 60$  (ON=0.85). Après la facette de sortie, les faisceaux FF et SH sont collectés par un objectif de microscope similaire, et imagés sur une caméra pour contrôler le couplage. Le faisceau de SH est ensuite discriminé de l'onde de pompe grâce à un polariseur TM, puis focalisé sur une photodiode Si<sup>17</sup>.

Quantitativement, la puissance du faisceau IR est mesurée devant l'objectif d'injection à l'aide d'un puissance-mètre. Une efficacité de couplage de 37% est ensuite

17. Ce détecteur est de surcroît aveugle à 1550 nm.



**Figure 2.14** – Schéma du banc expérimental de SHG. CPF : Contrôleur de polarisation fibré, M : Miroir, CSP : Cube séparateur de polarisation, H : Hacheur, FM : Flip Miroir,  $P_{TM}$  : Polariseur TM, L : Lentille, PD : Photodiode.

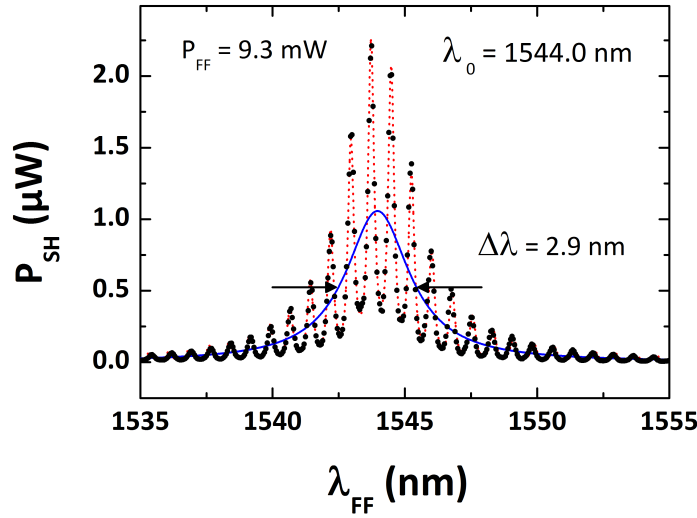
utilisée pour le calcul de la puissance de pompe interne. Cette valeur est déduite de la mesure de la transmission de l'objectif d'injection à 1550 nm (75%), de la simulation FDTD de la réflectivité totale de la facette à 1550 nm (28%), et du calcul de l'intégrale de recouvrement du faisceau laser gaussien avec le mode guidé  $TE_{00}$  (69%). De manière similaire, connaissant la réflectivité totale de la facette à 775 nm (23%), la transmission de l'objectif de collection à 775 nm (75%), celle du polariseur (91%), celle de la lentille (85%), et la sensibilité de la photodiode à 775 nm ( $0.5 \text{ A/W}$ ), on remonte à la puissance interne de SH.

Dans la suite, sauf mention contraire, les puissances seront considérées internes au guide d'ondes, *i.e.* estimées juste après la facette d'entrée et avant la facette de sortie, dans les modes fondamentaux FF et SH respectivement.

### 2.2.2 Résultats expérimentaux : efficacité de conversion et puissance

Un spectre typique d'accord de phase, obtenu pour un échantillon de longueur  $L=500 \text{ }\mu\text{m}$  de la Structure A, est donné en Fig. 2.15. Cette courbe représente l'évolution, à puissance de pompe constante (ici 9.3 mW), de la puissance de SH avec la longueur d'onde FF.

La résonance observée est modulée par des franges périodiques à haute fréquence. Celles-ci proviennent des interférences générées par les multiples réflexions des modes



**Figure 2.15** – Spectre d'accord de phase de SHG effectuée sur la Structure A. Un ajustement des données expérimentales (points noirs) est effectué (pointillés rouges). La courbe lorentzienne extraite (courbe bleue) correspond à la courbe d'accord de phase filtrée des effets de cavité.

sur les facettes clivées<sup>18</sup>. Cette figure d'interférence est caractérisée par un intervalle spectral libre (ISL)<sup>19</sup> de 760 pm, correspondant à la contribution du mode FF. L'absence d'oscillation à la fréquence double suggère que les pertes de l'onde de SH sont beaucoup plus grandes que celles de l'onde FF.

Pour rendre compte de cet effet, la courbe d'accord de phase doit donc être multipliée par le carré de  $\mathcal{A}_{\text{FP}}$  le facteur d'exaltation de l'intensité de pompe dans la cavité [91] :

$$\mathcal{A}_{\text{FP}} = \frac{(1 - R)}{(1 - \tilde{R})^2 + 4\tilde{R} \sin^2(\beta L + \varphi)} \quad (2.4)$$

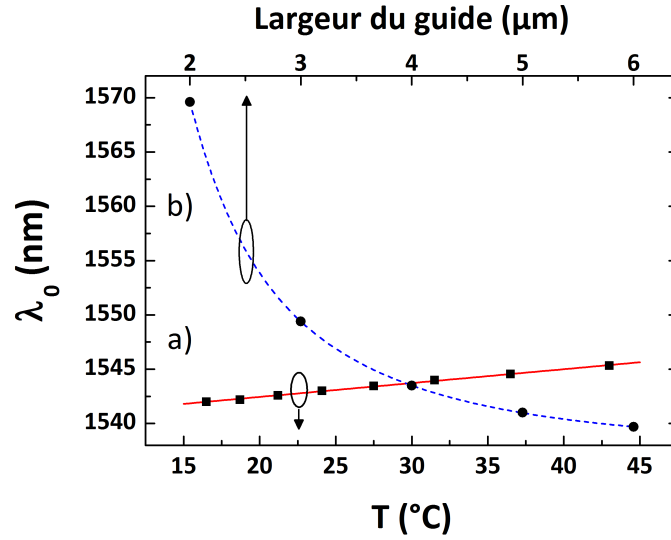
où  $\tilde{R} = R \exp(-\alpha L)$ , avec  $R$  la réflectivité du mode à  $1.55 \mu\text{m}$  et  $\alpha$  son coefficient de pertes en intensité,  $\beta$  sa constante de propagation, et  $\varphi$  la phase accumulée à la réflexion.

Comme nous l'avons vu en section 1.2.3, les pertes optiques et les inhomogénéités peuvent affecter significativement la SHG. Dans le cas présent, la courbe d'accord de phase ne présente pas la signature usuelle en  $\text{sinc}^2$ , mais une résonance plus large. En combinant les Éqs. 1.34 et 2.4 [24], nous avons réalisé l'ajustement des données expérimentales présentées en Fig. 2.15. Une fois les oscillations Fabry-Perot filtrées, nous avons extrait la courbe d'accord de phase à simple passage de la pompe, et l'avons

18. Pour  $n_{\text{eff}} \sim 3$ , le coefficient de réflexion de Fresnel de 25% n'est pas négligeable, et le guide d'ondes se comporte comme une cavité Fabry-Perot.

19. L'ISL, correspondant à l'espacement spectral entre deux modes longitudinaux consécutifs, est donné par  $\Delta\nu = c/2n_{\text{eff}}L$  (en fréquence), et par  $\Delta\lambda = \lambda^2/2n_{\text{eff}}L$  (en longueur d'onde).

ajustée avec une lorentzienne de largeur à mi-hauteur 2.9 nm centrée sur 1544 nm.



**Figure 2.16** – Longueur d’onde d’accord de phase de la Structure A en fonction de a) la température – un coefficient de 0.13 nm/K est déduit de la linéarisation (droite rouge) des valeurs expérimentales (carrés), b) la largeur du guide d’ondes – les résultats des simulations (cercles) sont interpolés par les tirets bleus.

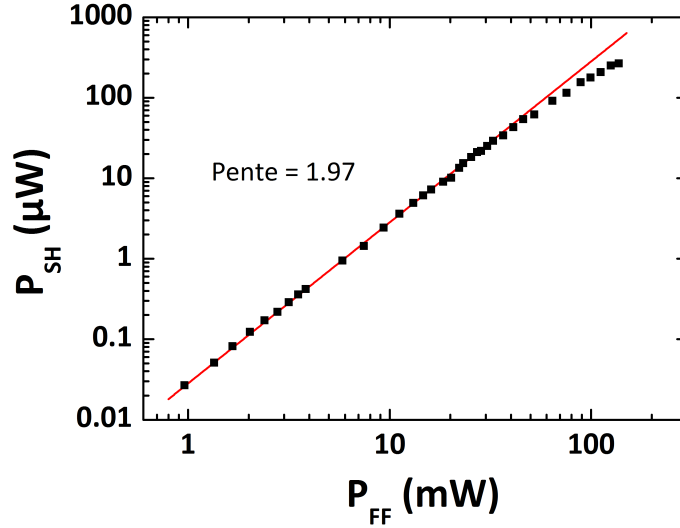
Le léger désaccord entre la longueur d’onde d’accord de phase expérimentale (1544.0 nm) et la valeur nominale (1550.8 nm) est le résultat de la combinaison de plusieurs effets :

- le décalage vers le rouge induit par **le confinement latéral**, alors que le dessin a été réalisé avec une procédure 1D, comme simulé en Fig. 2.16 pour la température de 30°C à laquelle a été effectuée l’expérience,
- **l’accordabilité thermique** de l’accord de phase de 0.13 nm/K, mesurée expérimentalement sur un guide large de 4 μm, en bon accord avec la prédiction théorique de 0.16 nm/K basée sur le modèle de Gehrsitz [59], et représentée en Fig. 2.16,
- le décalage vers le bleu dû à **l’imprécision du bâti d’EJM** sur les épaisseurs des couches estimée à -2.5% sur cette croissance (cf. Annexe A).

La largeur à mi-hauteur de la courbe d’accord de phase d’un échantillon sans pertes, long de 500 μm, serait de 2.1 nm. Concernant nos guides d’ondes, puisque leur invariance par translation est garantie par la bonne qualité des interfaces horizontales de la croissance EJM et des flancs gravés chimiquement (cf. Fig. 2.8), l’élargissement du spectre d’accord de phase est principalement dû aux pertes optiques.

Alors que les pertes du mode TE<sub>00</sub>, mesurées autour de 1.55 μm grâce à la méthode des franges Fabry-Perot, sont de  $\alpha_{\omega}^{\text{nox}} = 0.4 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha_{\omega}^{\text{ox}} = 1.2 \text{ cm}^{-1}$ , respectivement avant et après oxydation des couches d’AlAs, la procédure d’ajustement de la lorentzienne nous a permis d’estimer les pertes du mode TM<sub>00</sub> autour de 775 nm à

$\alpha_{2\omega}^{\text{ox}} = 140 \text{ cm}^{-1}$ . Cette valeur a par ailleurs été confirmée par une mesure de transmission d'un laser Ti:Saphir à 775 nm menant à  $\alpha_{2\omega}^{\text{ox}} = 151 \pm 12 \text{ cm}^{-1}$ .



**Figure 2.17** – Évolution de la puissance de SH avec la puissance de FF (échelle log-log). Les données expérimentales (carrés) exhibent une dépendance quadratique, indiquée par la pente de l'ajustement linéaire (droite rouge).

À l'accord de phase, nous avons ensuite fait varier la puissance de FF injectée en réglant le gain de l'EDFA, et mesuré dans le même temps la puissance de SH générée. La courbe résultante est donnée en Fig. 2.17, où un comportement quadratique, caractéristique de ce type d'expérience<sup>20</sup>, est mis en évidence par le coefficient directeur de la droite ajustant les points expérimentaux. Les valeurs d'efficacité de conversion  $\eta_{\text{SHG}} = 2.80 \pm 0.14 \text{ \%W}^{-1}$  et d'efficacité de conversion normalisée  $\eta_{\text{SHG}}^0 = 1120 \pm 57 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  sont alors déduites de cet ensemble de points expérimentaux<sup>21</sup>.

Alors qu'une efficacité de conversion théorique de  $\eta_{\text{SHG}}^{\text{theo}} = 28 \text{ \%W}^{-1}$  est prédite par nos simulations<sup>22</sup>, correspondant à une efficacité de conversion normalisée de  $\eta_{\text{theo}}^0 = 11370 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ , deux facteurs peuvent expliquer la différence avec les valeurs expérimentales :

- **la multimodalité du guide d'ondes** : Malgré le soin apporté à l'injection, une fraction de la puissance de pompe incidente peut dans la pratique être injectée vers des modes d'ordre supérieur non accordés en phase. Dans ce cas l'efficacité de couplage réelle est inférieure à la valeur simulée précédemment dans le cas idéal. L'estimation de la puissance de FF participant à la conversion est ainsi sur-estimée, et l'efficacité de conversion sous-estimée.

20. cf. section 1.1.3.

21. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type de la distribution de données.

22. Cette valeur prend en compte l'exaltation du champ de pompe par la cavité.

- **les pertes de propagation** : Particulièrement importantes pour le SH, elles réduisent fortement la longueur effective d'interaction. Qualitativement, le rayonnement de SH collecté provient uniquement des derniers  $L_{\text{eff}} \sim 150 \mu\text{m}$  du guide<sup>23</sup>. L'efficacité de conversion normalisée expérimentale, calculée avec  $L = 500 \mu\text{m}$ , est donc sous-estimée.

Nous observons également sur la Fig. 2.17 que le comportement quadratique reste valable pour des puissances de pompe allant jusqu'à 50 mW. Au-delà de ce niveau de puissance, le désalignement dû aux effets thermiques dégrade la conversion de fréquence et son efficacité. Enfin, nous avons obtenu une puissance record de SH de 267  $\mu\text{W}$ , seulement limitée par la puissance de notre source IR.

### 2.2.3 Expériences de génération de fréquences somme et différence

Les expériences de SFG et DFG servent à caractériser les guides d'ondes non linéaires hors dégénérescence, en termes d'efficacité de conversion, de gain paramétrique et de plage d'accordabilité. Techniquement plus exigeantes à mettre en œuvre que la SHG, elles nous ont permis d'évaluer la faisabilité de la FP, en vue de réaliser une source télécom de paires de photons, intégrée et opérant à température ambiante, par exemple.

#### Somme de fréquence

La SFG a été réalisée sur le même échantillon que celui de la SHG. Elle consiste à injecter dans un guide d'ondes deux faisceaux de pompe, P1 et P2, à des longueurs d'ondes distinctes,  $\lambda_{P1}$  et  $\lambda_{P2}$ , autour de la dégénérescence. Lors de la conversion de fréquence, deux de ces photons IR polarisés TE se combinent pour former un photon SF visible, polarisé TM. À l'accord de phase, la conservation de l'énergie s'écrit  $1/\lambda_{\text{SF}} = 1/\lambda_{P1} + 1/\lambda_{P2}$ .

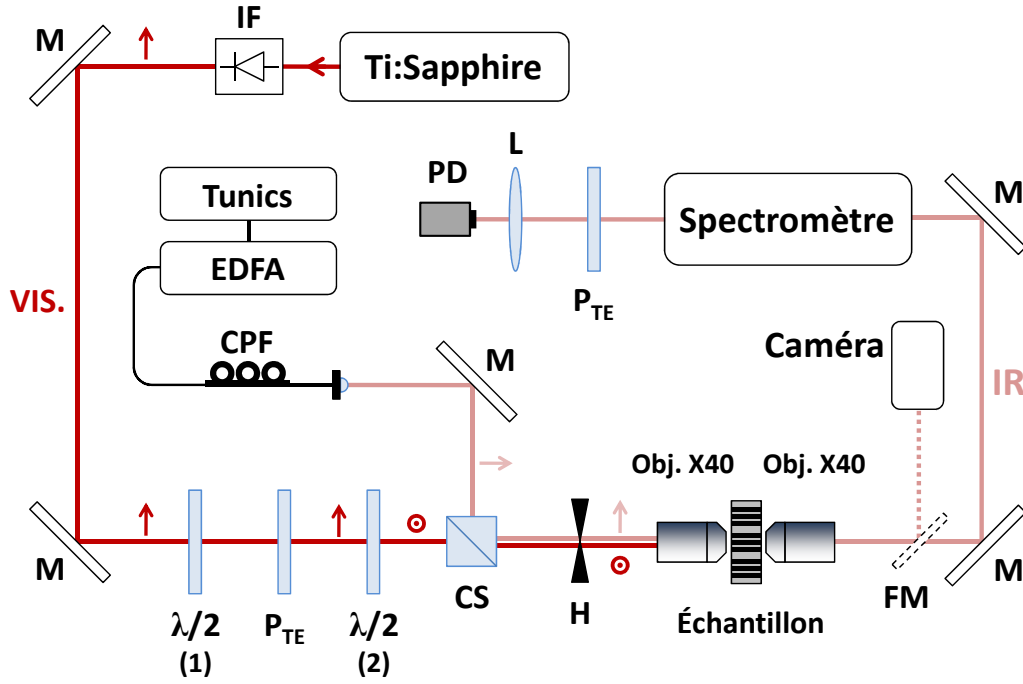
Le montage expérimental, assez proche de celui de la Fig. 2.14, nécessite un deuxième laser à cavité externe (Tunics-PR) similaire à celui mentionné en section 2.2.1. Les deux faisceaux polarisés TE sont combinés à l'aide d'un cube séparateur 50:50 puis colinéairement injectés dans un guide d'ondes à l'aide d'un objectif de microscope  $\times 60$  (ON=0.85). Les faisceaux sortant du cube séparateur par le deuxième port sont envoyés vers un analyseur de spectre optique pour contrôler leurs longueurs d'ondes. En sortie du guide, le signal de SF est collecté avec un objectif de microscope similaire, filtré par un polariseur TM puis focalisé sur une photodiode Si.

<sup>23</sup>.  $L_{\text{eff}} \approx 2/\alpha_{2\omega}$  correspond à la distance caractéristique d'atténuation de l'amplitude de l'onde de SH.



## Différence de fréquence

Concernant la DFG, toujours effectuée sur le même échantillon, notre schéma d'accord de phase correspond à l'interaction d'un photon de pompe polarisé TM, de longueur d'onde visible  $\lambda_P$ , avec un photon signal IR polarisé TE, de longueur d'onde  $\lambda_S$ , et à la génération d'un photon DF polarisé TE, dont la longueur d'onde est fixée par la conservation de l'énergie  $1/\lambda_{DF} = 1/\lambda_P - 1/\lambda_S$ .



**Figure 2.18** – Schéma du banc expérimental de DFG. IF : Isolateur de Faraday, CPF : Contrôleur de polarisation fibré, M : Miroir,  $\lambda/2$  : lame demi-onde, CS : Cube séparateur, H : Hacheur, FM : Flip Miroir,  $P_{TE}$  (resp.  $P_{TM}$ ) : Polariseur TE (resp. TM), L : Lentille, PD : Photodiode.

Le montage expérimental de l'expérience est schématisé en Fig. 2.18. Le faisceau de pompe visible est fourni par un laser Ti:Saphir continu, polarisé TE et accordable autour de 775 nm (Spectra-Physics Model 3900S)<sup>24</sup>. Un isolateur de Faraday permet de stabiliser la cavité en évitant les réflexions parasites (principalement celle sur la facette du guide d'ondes). La première lame demi-onde placée sur l'axe optique, suivie du polariseur TE, sert à régler la puissance de pompe alors que la seconde permet de passer de la polarisation TE à TM. Le faisceau signal provient du laser à cavité externe mentionné en section 2.2.1, dont la sortie est amplifiée pour la mesure du gain paramétrique. Les deux faisceaux, combinés à l'aide d'un cube séparateur 50:50, sont

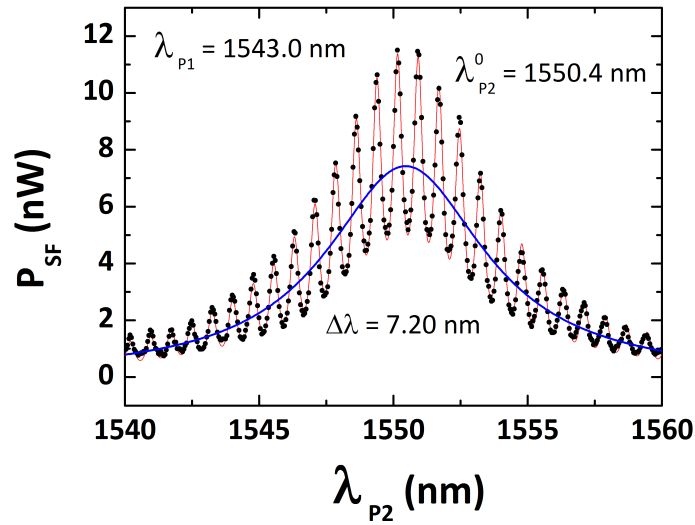
24. Pompé par un laser à état solide à 532 nm (Spectra-Physics Millennia 15 W).

injectés dans la structure guidante puis collectés avec deux objectifs de microscope  $\times 40$  (ON=0.65)<sup>25</sup>. Les longueurs d'ondes sont contrôlées avec un analyseur de spectre optique placé au niveau du deuxième port de sortie du cube séparateur. En sortie de guide, les faisceaux sont soit imagés sur une caméra, soit envoyés à travers un spectromètre (Jobin Yvon Triax 550) avant d'être filtrés par un polariseur TE et focalisés sur une photodiode InGaAs.

### 2.2.4 Résultats expérimentaux : efficacité de conversion et accordabilité

#### Somme de fréquence

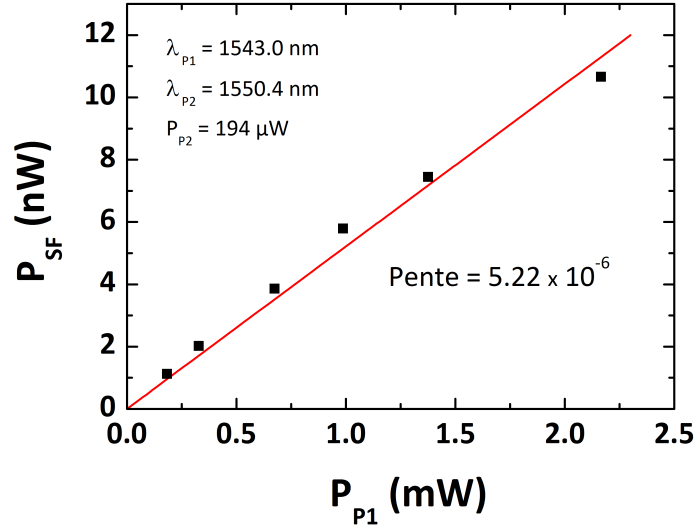
L'expérience de SFG permet de généraliser, hors dégénérescence, les résultats de SHG présentés en section 2.2.2. De manière analogue, l'efficacité de conversion a été estimée à partir d'un spectre d'accord de phase. Pour cela, dans un guide d'ondes ayant sa dégénérescence à 1546.7 nm, la puissance de SF a été enregistrée au cours du balayage de  $\lambda_{P2}$  entre 1540 nm et 1560 nm, avec  $\lambda_{P1} = 1543.0$  nm et à puissances de pompes constantes.



**Figure 2.19** – Spectre d'accord de phase de SFG effectuée sur la Structure A. Un ajustement des données expérimentales (points noirs) est effectué (courbe rouge). La courbe lorentzienne extraite (courbe bleue) correspond à la courbe d'accord de phase filtrée des effets de cavité.

<sup>25</sup>. Contrairement à la SFG, les longueurs d'ondes des faisceaux injectés sont ici très différentes. Les objectifs de microscope étant dispersifs, la distance entre les plans focaux visible et IR sera d'autant plus grande que leur grossissement est élevé. Le choix d'un grossissement réduit permet de diminuer cet effet.

Le spectre d'accord de phase de la Fig. 2.19 a été obtenu avec  $\mathcal{P}_{P1} = 1.37 \text{ mW}$  et  $\mathcal{P}_{P2} = 194 \mu\text{W}$ . Il présente les mêmes caractéristiques que la Fig. 2.15 : une résonance large modulée par des franges Fabry-Pérot (ISL=770 pm). L'accord de phase a lieu à 1550.4 nm, et la résonance à simple passage est ajustée par une lorentzienne de largeur à mi-hauteur 7.2 nm. De cette valeur nous avons déduit les pertes du mode  $\text{TM}_{00}$  à  $\lambda_{\text{SF}} = 773.3 \text{ nm}$  :  $\alpha_{\text{SF}} = 200 \text{ cm}^{-1}$ , du même ordre de grandeur que celles estimées indirectement en section 2.2.2, avec la même méthode.



**Figure 2.20** – Évolution de la puissance de SF avec la puissance de pompe  $\mathcal{P}_{P1}$ . Les données expérimentales (carrés) exhibent une dépendance linéaire (droite rouge) ; l'efficacité est estimée à partir de la pente de la régression linéaire.

Afin de déterminer l'efficacité de conversion, plusieurs spectres d'accord de phase ont été acquis pour différentes puissances de pompe  $P1$ , en maintenant  $\mathcal{P}_{P2} = 194 \mu\text{W}$ . Les puissances de SF relevées à l'accord de phase au sommet de la résonance lorentzienne sont reportées en Fig. 2.20 en fonction de  $\mathcal{P}_{P1}$ . Conformément à la définition de  $\eta_{\text{SFG}}$ <sup>26</sup>, les données sont ajustées par une droite dont le coefficient directeur vaut  $\eta_{\text{SFG}} \mathcal{P}_{P2} = \eta_{\text{SFG}}^0 L^2 \mathcal{P}_{P2}$ . L'efficacité de conversion  $\eta_{\text{SFG}} = 2.70 \pm 0.25 \% \text{W}^{-1}$  et l'efficacité de conversion normalisée  $\eta_{\text{SFG}}^0 = 1080 \pm 100 \% \text{W}^{-1} \text{cm}^{-2}$  déduites sont très proches des valeurs trouvées pour la SHG (*i.e.* la SFG à dégénérescence). Ces résultats, cohérents avec le fait que nous opérons ici proche de la dégénérescence, confirment ceux de la section 2.2.2.

### Différence de fréquence

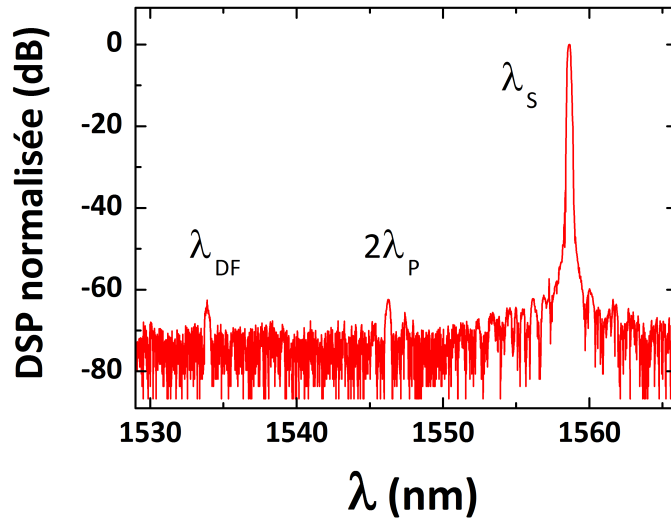
Puisque la DFG est strictement équivalente à l'amplification paramétrique<sup>27</sup>, cette

26. cf section 1.1.2.

27. cf. section 1.1.3.

expérience permet de caractériser l'efficacité de conversion de nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx à travers la mesure directe du gain paramétrique. D'un point de vue spectral, elle est également utilisée pour étudier la dispersion modale du dispositif, et connaître sa plage d'accordabilité, grâce à la détermination de sa courbe d'accordabilité.

La dégénérescence du guide d'ondes de la Structure A utilisé ici se situe à 1546.4 nm. La longueur d'onde de pompe du Ti:Saphir est alors fixée à 773.2 nm pour travailler avec un gain paramétrique et une bande spectrale de gain maximums. Afin d'optimiser la visibilité du pic de DF et d'améliorer le rapport signal à bruit, le signal est amplifié et sa longueur d'onde fixée à 1559.0 nm, de sorte que  $\lambda_{DF} = 1534.0$  nm. En effet, le bruit de fond non-uniforme de l'EDFA dû à l'amplification de l'émission spontanée est minimum à cette longueur d'onde.



**Figure 2.21** – Densité spectrale de puissance normalisée pour une expérience de DFG effectuée sur la Structure A avec  $\lambda_P = 773.2$  nm et  $\lambda_S = 1559.0$  nm. Le pic de DF apparaît à 1534.0 nm et le pic central à 1546.4 nm correspond au second ordre résiduel de diffraction de la pompe.

Le spectre de DFG présenté en Fig. 2.21 a été obtenu après normalisation des données expérimentales (avec  $\mathcal{P}_P^{\text{ext}} = 2.7$  mW et  $\mathcal{P}_S^{\text{ext}} = 10$  mW, estimées devant la facette d'injection). Les polarisations des différents faisceaux ont été vérifiées en changeant l'orientation du polariseur placé devant la photodiode, en sortie du spectromètre. Cette étude a notamment confirmé que le pic observé à 1546.4 nm provient du second ordre de diffraction de la pompe par le réseau du spectromètre. Dans ce qui suit, le gain paramétrique et la courbe d'accordabilité ont été estimés grâce à l'acquisition de plusieurs spectres de ce type, pour différentes puissances de pompe et différentes longueurs d'ondes.

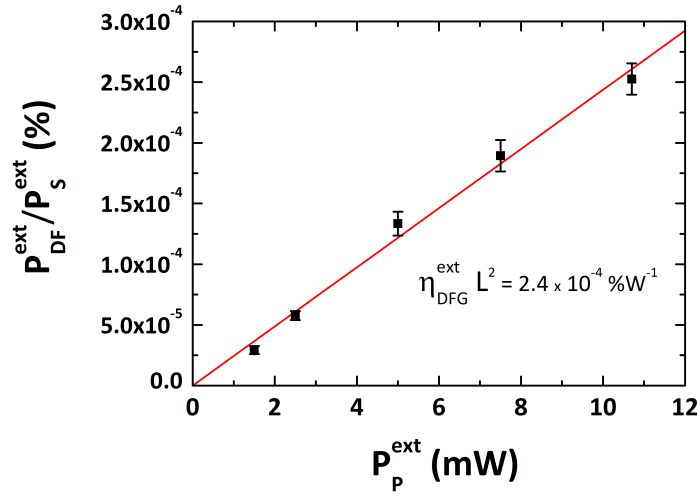
**Gain paramétrique** D'après les Éqs. 1.15 et 1.16, à l'accord de phase et proche de la dégénérescence, le gain paramétrique  $G = (gL)^2$  s'exprime directement comme le

rapport des puissances de DF et de signal. Dans le cas présent,  $\mathcal{P}_{\text{DF}}/\mathcal{P}_{\text{S}} = \mathcal{P}_{\text{DF}}^{\text{ext}}/\mathcal{P}_{\text{S}}^{\text{ext}}$  est calculé à partir des spectres obtenus pour différentes puissances de pompe, en prenant le rapport des amplitudes des deux pics<sup>28</sup>.

Au niveau de l'injection, deux principales difficultés ont été rencontrées :

- Les faisceaux pompe et signal étant injectés avec le même objectif de microscope dispersif, l'optimisation du signal de DF résulte d'un compromis sur la position de l'objectif par rapport à la facette : celui-ci est placé à une position intermédiaire entre la distance de travail optimale à  $\lambda_{\text{P}}$  et celle à  $\lambda_{\text{S}}$ .
- En raison des importantes pertes optiques à  $\lambda_{\text{P}}$ , la puissance externe du faisceau de pompe est limitée à  $\sim 10\text{-}15\text{ mW}$ . En effet, au-delà de ce niveau de puissance, la facette d'entrée du guide est irréversiblement endommagée (forte baisse de puissance et déformation du mode transmis).

La conséquence directe du premier point est qu'il est impossible d'estimer précisément la puissance de pompe interne au guide, et l'analyse quantitative des résultats se fera avec des grandeurs externes. On s'attend donc à trouver des efficacités de conversion qui sous-estiment les valeurs usuelles internes rapportées jusqu'ici.



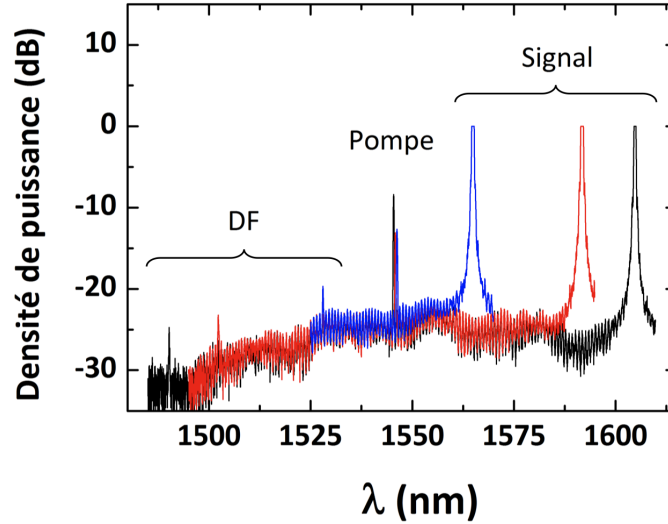
**Figure 2.22** – Évolution du rapport des puissances externes de DF et de signal avec la puissance de pompe externe : points expérimentaux et ajustement linéaire.

La Fig. 2.22 montre l'évolution du gain paramétrique, mesuré à l'accord de phase, en fonction de la puissance de pompe externe, pour  $\lambda_{\text{S}} = 1559.0\text{ nm}$ ,  $\lambda_{\text{P}} = 773.2\text{ nm}$ , et à puissance de signal constante ( $\mathcal{P}_{\text{S}}^{\text{ext}} = 10\text{ mW}$ ). La régression linéaire effectuée sur les données expérimentales confirme que  $G \propto \mathcal{P}_{\text{P}}$  ; sa pente nous fournit l'efficacité de conversion normalisée externe  $\eta_{\text{DFG}}^{\text{ext}} = \mathcal{P}_{\text{DF}}^{\text{ext}} / (L^2 \mathcal{P}_{\text{S}}^{\text{ext}} \mathcal{P}_{\text{P}}^{\text{ext}}) = 9.7 \pm 1.1\text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . Celle-

<sup>28</sup>. Puisque  $\lambda_{\text{S}} \approx \lambda_{\text{DF}}$ , les deux faisceaux sont collectés avec la même efficacité, et détectés avec la même sensibilité.

ci correspond à un coefficient de gain paramétrique normalisé externe  $g^{\text{ext}}/\sqrt{\mathcal{P}_P} = 0.31 \pm 0.02 \text{ cm}^{-1} \text{ W}^{-1/2}$ .

**Courbe d'accordabilité** Trois spectres, correspondants à des longueurs d'ondes de pompe légèrement inférieures à la dégénérescence, sont représentés en Fig. 2.23. Chacun d'eux a été obtenu en ajustant  $\lambda_S$  afin d'optimiser l'amplitude du pic de DF, à puissances de pompe et de signal constantes ( $\mathcal{P}_P^{\text{ext}} = 9.8 \text{ mW}$ ,  $\mathcal{P}_S^{\text{ext}} = 3 \text{ mW}$ ).

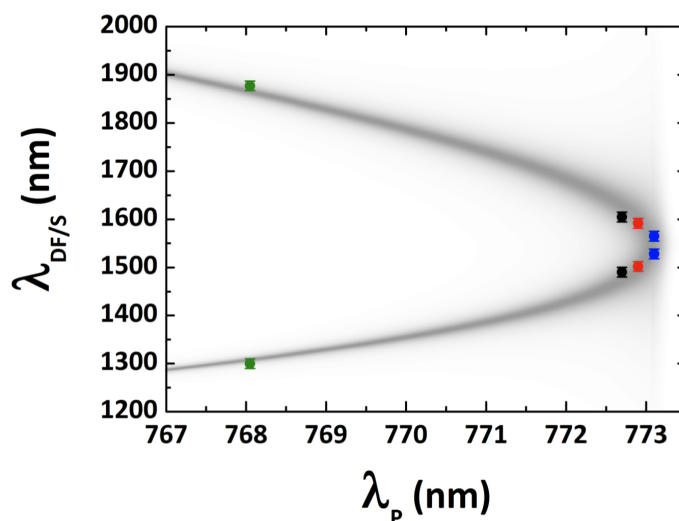


**Figure 2.23** — Spectres normalisés de DFG effectuée sur la Structure A pour trois longueurs d'ondes de pompe différentes. L'écrêtage des pics de signal est dû à la dynamique limitée de la chaîne de détection.

Les triplets expérimentaux ( $\lambda_S$ ,  $\lambda_{DF}$ ,  $\lambda_P$ ) accordés en phase vérifient la conservation de l'énergie et sont reportés en Fig. 2.24, en bon accord avec la courbe d'accordabilité calculée numériquement en tenant compte des pertes optiques des trois modes, tracée en niveaux de gris. Le quatrième jeu de données a été obtenu avec un faisceau signal délivré par un autre laser à cavité externe accordable entre 1280 nm et 1320 nm (Tunics-T100S), avec cette fois  $\lambda_{DF} > \lambda_S$ . La largeur de la bande grisée correspond à l'acceptance spectrale du processus paramétrique autour de l'accord de phase, qui augmente significativement proche de la dégénérescence.

La forte dispersion chromatique causée par la proximité du seuil d'énergie de bande interdite<sup>29</sup> est responsable de la grande ouverture des branches paraboliques de la courbe d'accordabilité. En effet, la Fig. 2.24 montre qu'un décalage de  $\lambda_P$  de 5.2 nm entraîne une séparation des longueurs d'ondes  $\lambda_S$  et  $\lambda_{DF}$  de 570 nm. D'un point de vue pratique, cette grande plage d'accordabilité est intéressante pour la fabrication de sources intégrées largement accordables dans le proche IR par exemple.

<sup>29</sup>. L'énergie d'un photon de pompe à 775 nm correspond à  $\sim 90\%$  de l'énergie de bande interdite de l' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  constituant le cœur guidant de la Structure A.



**Figure 2.24** – Courbe d'accordabilité de la Structure : données expérimentales (points colorés) et prédiction théorique (niveaux de gris).

## 2.3 Analyse comparative des performances des guides d'ondes AlOx

Les expériences d'optique non linéaire menées sur nos guides d'ondes biréfringents partiellement oxydés, nous ont permis de confirmer le bénéfice des améliorations technologiques concernant le dessin, la gravure et l'oxydation, sur leurs performances en termes d'efficacité de conversion, de gain paramétrique et d'accordabilité. Contrairement à Fiore *et al.* [35], avec lesquels la comparaison est directe, nous pouvons maintenant transposer à plus petites longueurs d'ondes l'état de l'art du proche IR, obtenu dans des guides d'ondes GaAs/AlOx opérant entre 1.06 et 2.12  $\mu\text{m}$  [70]. Ceci est très prometteur en vue de la démonstration de la FP aux longueurs d'ondes télécoms dans ce type d'échantillon. Cependant, nous avons également souligné le fait que les pertes de propagation de nos échantillons étaient particulièrement problématiques. Elles constituent à ce jour le principal verrou technologique empêchant la démonstration d'une nouvelle source efficace de photons jumeaux aux longueurs d'ondes télécoms.

### 2.3.1 État de l'art des différents schémas d'accord de phase

Afin d'évaluer la pertinence du schéma d'accord de phase à biréfringence de forme, il est maintenant important de situer ses performances dans le contexte de la recherche actuellement menée sur ce sujet. Une étude comparative des performances de plusieurs types de guides d'ondes AlGaAs a donc été menée. Pour que les résultats soient com-

parables, du moins qualitativement<sup>30</sup>, nous nous sommes focalisés sur les meilleurs résultats de SHG rapportés en régime continu dans des guides d'ondes AlGaAs dessinés pour la conversion descendante de photons à 775 nm vers 1.55  $\mu\text{m}$ . Pour chacune des techniques d'accord de phase représentatives de l'état de l'art, nous avons relevé les valeurs expérimentales des critères que nous comparons : pertes de propagation à la FF et au SH, puissance maximale de SH, efficacités de conversion et acceptation spectrale. Afin d'avoir une vision synoptique de leurs forces et faiblesses respectives, ces données ont été rassemblées dans la Table 2.3, où les meilleurs résultats sont encadrés, les second meilleurs soulignés. Les résultats obtenus au cours de cette thèse sur la Structure A sont en gras.

Depuis le travail de Fiore *et al.* en 1998 [35], qui constitue le point de départ de cette étude, la continuité des publications traitant de la conversion de fréquence en guide d'ondes semi-conducteur atteste de l'activité sur le sujet. La démonstration de la SHG y est faite dans un guide d'ondes faiblement confinant aux flancs gravés rugueux, en régime pulsé et en régime continu avec une efficacité normalisée de 4 %W<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> : quasiment 3 ordres de grandeur inférieure à la valeur théorique attendue. Cet écart, ainsi que l'élargissement de l'acceptation spectrale, s'explique par les fortes pertes au SH. Suite à cette démonstration de principe, l'intérêt pour cette gamme spectrale s'est estompé à cause des fortes limitations technologiques, et les résultats suivants ont nécessité une phase de développements et d'améliorations de presque dix ans.

Technique	$\alpha_\omega$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\alpha_{2\omega}$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\mathcal{P}_{2\omega}$ [ $\mu\text{W}$ ]	$\eta_{\text{SHG}}$ [%W <sup>-1</sup> ]	$\eta_{\text{SHG}}^0$ [%W <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> ]	$\Delta\lambda$ [nm]	Réf.
APBF	1.8	470	2.3	0.12	4	10	[35]
APBF	5.3	70	10 <sup>-4</sup>	<u>4.5</u>	<span style="border: 1px solid black;">1250</span>	10	[71]
QAP	<span style="border: 1px solid black;">1.0</span>	<span style="border: 1px solid black;">2.2</span>	<u>6.6</u>	<span style="border: 1px solid black;">43</span>	67	<span style="border: 1px solid black;">0.3</span>	[23]
APM	7.8	<u>41</u>	0.023	2.7 $\times 10^{-4}$	6.8 $\times 10^{-3}$	<u>0.9</u>	[92]
<b>APBF</b>	<b><u>1.2</u></b>	<b>140</b>	<span style="border: 1px solid black;">270</span>	<b>2.8</b>	<b><span style="border: 1px solid black;">1120</span></b>	<b>2.9</b>	[93]

**Table 2.3** – Tableau récapitulatif de l'état de l'art pour la conversion de fréquence en guide d'ondes AlGaAs. Les performances comparées concernent la SHG pour différents types d'accord de phase (QAP : Quasi-Accord de Phase ; APM : Accord de Phase Modal ; APBF : Accord de Phase à Biréfringence de Forme).

En implémentant le même schéma d'accord de phase dans un guide fortement confinant à faible aire effective (largeur de ruban  $w = 1 \mu\text{m}$ ), Scaccabarozzi *et al.* [71] ont établi le record d'efficacité normalisée à 1250 %W<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>. Cependant, les faibles dimensions de la section transverse sont également responsables de la puissance sub-nW pour

30. En effet, les dimensions transverses des guides d'ondes diffèrent d'une expérience à l'autre, et les protocoles expérimentaux ne sont pas toujours les mêmes.



le SH, inexploitable en pratique. De plus, les pertes optiques souffrent de l'utilisation de couches d'AlOx à la fois fines et épaisses (aux cinétiques d'oxydation si différentes que la procédé peut difficilement être calibré) ainsi que d'un procédé de gravure sèche (flancs rugueux).

Le quasi-accord de phase rapporté par Yu *et al.* [23] fait suite à un long travail sur la croissance de substrats de GaAs inversé périodiquement. Ces larges guides d'ondes ( $w = 7 \mu\text{m}$ ) possèdent les plus faibles pertes de propagation à la FF et au SH, ce qui permet la fabrication de longs guides aptes à compenser la plus faible non linéarité  $d_{\text{eff}}$  (réduite d'un facteur  $2/\pi$  à cause du quasi-accord de phase [44]). Pour  $L = 8 \text{ mm}$ , l'efficacité de conversion record de  $43 \text{ \%W}^{-1}$  a été obtenue avec une acceptance spectrale de  $0.3 \text{ nm}$ . Malgré d'excellentes performances, la fabrication de tels guides d'ondes reste très lourde à mettre en œuvre, et nous ne sommes pas au courant d'ultérieures démonstrations au cours des six dernières années. Cette technique d'accord de phase a cependant continué à être développée dans une autre gamme spectrale, pour la conversion de fréquence  $2 \mu\text{m} \leftrightarrow 4 \mu\text{m}$ , où la réduction des pertes à  $0.3\text{--}0.5 \text{ cm}^{-1}$  a récemment permis à Oron *et al.* de démontrer l'oscillation paramétrique en guide d'ondes [25].

Le travail d'Abolghasem *et al.* [92] se base sur la récente proposition d'accord de phase modal dans les BRWs. Les pertes élevées et l'interaction de modes aux profils dissemblables<sup>31</sup> nuisent aux performances de ce type de dispositif. Néanmoins, les études de la SFG [27], de la DFG [94] et même de la FP [29] ont pu être menées sur des échantillons de meilleure qualité, pour lesquels  $\alpha_\omega \sim 2 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha_{2\omega} \sim 5 \text{ cm}^{-1}$  typiquement, avec une efficacité normalisée  $\eta^0 \sim 300 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  (pour une interaction de type II). Cette technique ne nécessitant pas d'oxyde ou d'étapes de reprise de croissance, elle possède l'avantage de pouvoir être plus facilement intégrée avec une source de pompe, en vue d'un pompage électrique à température ambiante. À ce jour, l'émission laser à  $775 \text{ nm}$  a été démontrée dans une structure possédant une efficacité normalisée de  $35 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  [95].

Concernant le schéma d'accord de phase à biréfringence de forme étudié dans cette thèse, nous constatons que l'efficacité de conversion normalisée du dispositif que nous avons conçu et fabriqué ( $\sim 1100 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ) est comparable à l'état de l'art à dégénérescence et hors dégénérescence. De plus la puissance record de SH  $\sim 0.3 \text{ mW}$  démontre la robustesse de notre dispositif. Ces performances, dans la continuité des résultats obtenus dans des guides d'ondes GaAs/AlOx opérant entre  $1.06$  et  $2.12 \mu\text{m}$ , sont toutefois nuancées par le niveau de pertes élevé autour de  $775 \text{ nm}$ .

### 2.3.2 Perspectives technologiques pour les guides d'ondes AlOx

Malgré des performances prometteuses, les pertes de propagation de nos guides d'ondes AlOx (dans l'IR mais surtout dans le visible) empêchent à ce jour la démonstration de la FP à  $1.55 \mu\text{m}$ . Un constat similaire a été fait avec la source paramétrique

31. Les modes de Bragg sont également plus difficiles à injecter dans le guide et à collecter.

opérant entre 1.06 et 2.12  $\mu\text{m}$ , pour laquelle le niveau de pertes actuel n'est pas compatible avec l'obtention de l'oscillation paramétrique désirée [38]. En comparaison avec ces structures GaAs/AlOx, la situation est ici plus critique car trois fois plus de barrières d'oxyde sont nécessaires pour obtenir l'accord de phase entre 775 et 1550 nm, et l'énergie des photons de SH à 775 nm atteint 90% de l'énergie de bande interdite de l' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  contre 82% pour les photons à 1.06  $\mu\text{m}$  dans le GaAs (la dispersion des matériaux est plus marquée et le seuil d'absorption plus proche). De manière générale, l'atténuation générée par les couches d'AlOx, constitue une limitation fondamentale du schéma d'accord de phase à biréfringence de forme.

Si l'on compare les résultats de notre expérience de SFG [96] avec ceux obtenus dans les BRWs [27], on constate que malgré des pertes de SH 40 fois plus élevées ( $200 \text{ cm}^{-1}$  contre  $5 \text{ cm}^{-1}$ ), notre efficacité de conversion normalisée est meilleure d'un facteur  $\sim 3.5$  ( $1100 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  contre  $300 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ). Ceci suggère que la moindre réduction du niveau de pertes serait très bénéfique à notre stratégie d'accord de phase. Pour cela, une meilleure compréhension de leur origine est primordiale.

Pour aller plus loin, et faire sauter ce verrou technologique, un travail visant à établir le lien entre les propriétés du matériau AlOx et les champs optiques se propageant dans nos structures a donc été entrepris. Un effort de développement technologique du procédé d'oxydation, basé sur un meilleur contrôle des paramètres d'oxydation et un suivi *in situ* en temps réel de l'avancement de la réaction, a également été initié, en collaboration avec le *Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS)* de Toulouse.



## Chapitre 3

# Étude phénoménologique des pertes de propagation

DANS toute architecture photonique intégrée, les pertes de propagation jouent un rôle capital. En effet, pour optimiser le rapport signal à bruit et garantir un traitement efficace de l'information, le signal lumineux doit être acheminé et traité avec la plus faible atténuation possible.

La minimisation des pertes de propagation est également essentielle en optique non linéaire, car comme nous l'avons vu en section 1.2.3, elles limitent l'efficacité de conversion des processus non linéaires<sup>1</sup> et bornent la puissance maximale disponible en sortie de nos convertisseurs de fréquence. Malgré l'optimisation des étapes de conception, de gravure et d'oxydation, le niveau actuel de pertes de nos échantillons AlGaAs/AlOx ( $\alpha \sim 1 \text{ cm}^{-1}$  dans l'IR et  $\alpha > 100 \text{ cm}^{-1}$  dans le visible) reste encore incompatible avec la démonstration de la FP aux longueurs d'ondes télécoms [96], ou encore celle d'un OPO sur puce dans le moyen IR [38]. S'il est clair que l'oxydation sélective des couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  en est la principale cause, les mécanismes de pertes mis en jeu ne sont, à ce jour, pas suffisamment bien établis pour pouvoir les réduire et exploiter le schéma d'accord de phase à biréfringence de forme au maximum de ses capacités.

À ce stade du développement de nos guides d'ondes partiellement oxydés, notre niveau d'exigence quant à la qualité des dispositifs est tel que l'approche « boîte noire » du processus d'oxydation n'est plus suffisante. Pour aller plus loin et continuer de réduire les pertes de propagation, nous devons donc : 1) effectuer un lien entre les propriétés physico-chimiques de l'AlOx (morphologie et composition) et ses propriétés optiques (atténuation), puis 2) améliorer la qualité de l'oxyde en conséquence. Le travail de développement technologique de l'oxydation sera présenté au chapitre suivant.

Pour cela, nous nous basons sur l'étude de microscopie électronique en transmission (MET) des couches d'oxyde réalisée par E. Guillotel au cours de son doctorat [41]

---

1. La longueur effective d'interaction est inférieure à la longueur physique du guide.

et dont les principales conclusions<sup>2</sup> sont rappelées en section 3.1. Suivant l'hypothèse qu'il a formulée à partir de ses observations, concernant l'origine des pertes de propagation, il a ensuite développé un modèle élémentaire permettant de les relier à la morphologie des couches d'AlOx. Nous le reprenons ici afin de prévoir qualitativement leur dépendance spectrale. Nos prévisions théoriques sont confrontées aux résultats expérimentaux de la section 3.2, dont l'étude permet d'améliorer notre compréhension des différents mécanismes de pertes impliqués. La section 3.3 dresse le bilan du chapitre et amène la suite du travail effectué sur la diminution des pertes.

## 3.1 Oxydation et pertes de propagation

Les guides d'ondes semi-conducteurs fortement confinants de type ruban, étroits et à gravure profonde, sont à la base de nombreux dispositifs photoniques intégrés (diviseurs de puissance, filtres, commutateurs, modulateurs...) [97]. Toutefois, les pertes de propagation de tels guides d'ondes à fort contraste d'indice sont très sensibles à la qualité des échantillons car le recouvrement des modes optiques avec les interfaces du guide est important. Cette problématique est donc capitale pour nos guides multicouches partiellement oxydés, car le nombre d'interfaces est élevé et la qualité de l'AlOx mal maîtrisée.

### 3.1.1 Nécessité de réduire les pertes de propagation

Il est aujourd'hui possible de fabriquer une grande variété de guides d'ondes non linéaires à très faibles pertes, que ce soit dans des matériaux diélectriques comme le LiNbO<sub>3</sub> (interactions  $\chi^{(2)}$ ) ou dans la filière SOI (interactions  $\chi^{(3)}$ ), pour lesquels les pertes typiques sont respectivement de l'ordre de  $0.01 \text{ cm}^{-1}$  et de  $0.001 \text{ cm}^{-1}$ . Concernant les semi-conducteurs III-V en revanche, et la plate-forme AlGaAs en particulier, malgré la maturité des techniques de croissance et de fabrication, les pertes des guides d'ondes fabriqués avec ces matériaux sont un à deux ordres de grandeur supérieures à celles des filières plus conventionnelles de la circuiterie optique intégrée. La situation est particulièrement critique dans les guides d'ondes partiellement oxydés de la Structure A où  $\alpha_{\text{ox}} \sim 1 \text{ cm}^{-1}$  dans l'IR et  $\alpha_{\text{ox}} > 100 \text{ cm}^{-1}$  dans le visible (avec  $\alpha_{\text{nox}} \sim 0.1 \text{ cm}^{-1}$  avant oxydation).

La nécessité de réduire les pertes de propagation dans nos guides d'ondes non linéaires (Al)GaAs/AlOx provient du besoin d'améliorer leurs performances afin de fabriquer de nouveaux dispositifs intégrés, compétitifs par rapport à ceux déjà existants. En effet, malgré les démonstrations expérimentales d'efficacités de conversion

---

2. Bien que cette analyse quantitative concerne des échantillons conçus pour la conversion de fréquence entre  $1.06$  et  $2.12 \mu\text{m}$ , en vue de la réalisation d'un OPO dans le moyen IR, ses conclusions restent valables pour le cas de la Structure A décrite dans le chapitre précédent. En effet, les couches d'AlOx sont délibérément identiques dans les deux structures.

normalisées de  $1120 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  dans la fenêtre télécom autour de  $1550 \text{ nm}$  [93], et de  $1500 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  dans le moyen IR vers  $2120 \text{ nm}$  [70], *i.e.* quasiment un ordre de grandeur supérieures à celles des guides PPLN usuels [20], leurs efficacités de conversion globales (en  $\text{\%W}^{-1}$ ) sont fortement limitées par les faibles longueurs d'interaction, réduites par les pertes optiques de nos guides d'ondes<sup>3</sup>.

À titre d'exemple, considérons l'hétérostructure détaillée en Table 3.1, conçue pour la conversion descendante de fréquence de  $1.06 \text{ }\mu\text{m}$  vers  $2.12 \text{ }\mu\text{m}$ , avec à terme l'objectif de fonctionner en régime d'oscillation paramétrique [40]. Dans la suite, nous utilisons l'appellation « Structure B » pour se référer à ce dessin. Notons que, dans la continuité des travaux de doctorat de M. Ravaro et d'E. Guillotel, les résultats de cette thèse présentés dans la suite ont été obtenus sur des échantillons de ce type, dont la croissance par EJM a été réalisée par X. Marcadet au *Thales III-V Lab* en 2008.

Couche	Matériau	Épaisseur (nm)	Répétition
Casquette	GaAs	30	
Gaine supérieure	$\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{As}$	1000	
Cœur	AlOx	33	$\times 4$
	GaAs	273	
	AlOx	33	
Gaine inférieure	$\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{As}$	1000	
Tampon	$\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$	1000	
Substrat	GaAs	–	

**Table 3.1** – Structure multicouche B pour la conversion de fréquence entre  $1.06 \text{ }\mu\text{m}$  et  $2.12 \text{ }\mu\text{m}$ .

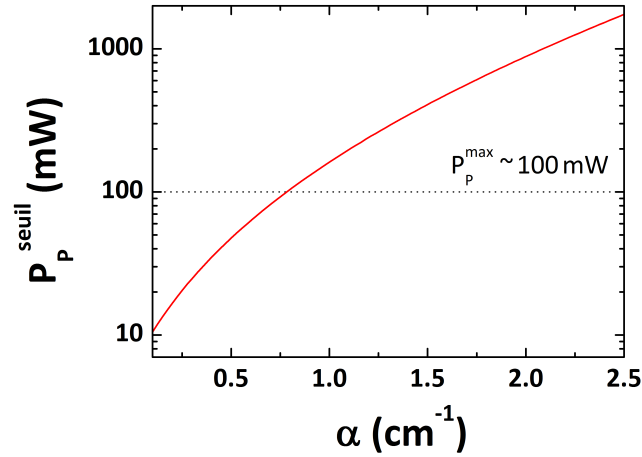
La puissance de pompe interne nécessaire pour atteindre à la dégénérescence le seuil d'oscillation d'un OPO doublement résonnant (DROPO) constitué d'un guide d'ondes de la Structure B, placé dans une cavité doublement résonante aux longueurs d'ondes signal et complémentaire, et à simple passage de la pompe<sup>4</sup>, est donné en régime stationnaire par [98] :

$$\mathcal{P}_P^{\text{seuil}} = \frac{1}{\eta_{\text{pertes}}^0} \left[ \frac{\alpha_P \ln(R_{s,c} \exp(-\alpha_{s,c}L))}{2(1 - \exp(-\alpha_P L/2))} \right]^2 \quad (3.1)$$

avec  $\eta_{\text{pertes}}^0(\alpha_P, \alpha_{s,c}, L)$  l'efficacité de conversion normalisée, donnée par l'Éq. 1.34 pour une interaction non idéale accordée en phase,  $\alpha_P$  et  $\alpha_{s,c}$  les pertes respectives des modes de pompe et signal/complémentaire,  $L$  la longueur du guide et  $R_{s,c}$  la réflectivité modale des ondes signal et complémentaire.

3. De l'ordre du millimètre, alors que les guides PPLN peuvent mesurer plusieurs centimètres.

4. Le choix de cette configuration sera justifié en section 4.2.1 du chapitre 4.



**Figure 3.1** – Évolution de la puissance de pompe au seuil d’oscillation d’un DROPO, avec les pertes de propagation (ligne rouge) pour un guide d’ondes de la Structure B placé dans une cavité dont les miroirs ont une réflectivité de 90% à 2.12  $\mu\text{m}$ . La ligne pointillée noire indique la puissance de pompe maximale que l’on peut coupler dans le guide sans le détruire.

Dans un premier temps nous avons supposé les pertes de propagation identiques pour les trois faisceaux en interaction ( $\alpha_p = \alpha_{s,c}$ ). Comme nous le constatons sur la Fig. 3.1, obtenue après évaluation de l’Éq. 3.1 pour un échantillon long de 3 mm, possédant un coefficient de gain paramétrique normalisé  $g/\sqrt{P_p} = 4.1 \text{ cm}^{-1} \text{ W}^{-1/2}$  [38], et des miroirs de cavité à 90% pour  $\lambda = 2.12 \mu\text{m}$  (choix arbitraire), le seuil d’oscillation dépend fortement du niveau de pertes  $\alpha$  dans le guide d’ondes. Dans la pratique, la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d’oscillation ne doit pas dépasser la valeur limite que l’on peut coupler dans un guide d’ondes sans risquer de le détruire, estimée à 100 mW. Par conséquent, les pertes de propagation du guide d’ondes doivent être inférieures à  $0.8 \text{ cm}^{-1}$ .

De même, concernant la Structure A donnée en Table 2.1, malgré une efficacité de conversion normalisée à l’état de l’art pour les guides non linéaires AlGaAs, le niveau actuel de pertes ne nous permet pas d’observer les paires de photons jumeaux générée par FP. À partir de l’Éq. 1.22, corrigée pour tenir compte des pertes de propagation, nous avons estimé l’efficacité de FP théorique d’un tel guide long de 2 mm à  $\eta_{\text{FP}} = 1.7 \times 10^{-8}$  paires/photon de pompe. Une diminution significative des pertes de pompe jusqu’à  $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$  serait alors largement bénéfique en vue de la démonstration à température ambiante d’une source intégrée de lumière non classique aux longueurs d’ondes télécoms, car elle aboutirait à une efficacité  $\eta_{\text{FP}} = 3 \times 10^{-7}$  paires/photon de pompe, comparable aux valeurs obtenues dans des guides PPLN centimétriques [28]. De plus, pour des applications d’optique quantique en régime de comptage de photons, les pertes optiques jouent un rôle critique car elles se traduisent par la disparition d’un des photons de la paire générée, rendant le photon restant inutilisable et source de

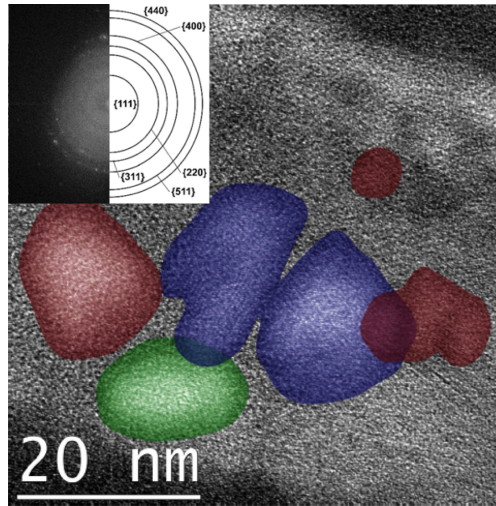
bruit.

Pour ces raisons, une connaissance plus approfondie des mécanismes à l'origine des pertes de propagation dans nos guides d'ondes est souhaitable afin de cibler nos efforts visant à améliorer la qualité de nos échantillons. Pour cela, nous avons tenté d'établir un lien entre les propriétés structurales de nos structures multicouches et leurs pertes optiques à travers une étude du matériau  $\text{AlOx}$  en particulier.

### 3.1.2 Caractérisation structurale de l' $\text{AlOx}$

Compte tenu des dimensions des couches d'oxyde, le MET est l'outil le plus adapté pour la caractérisation fine de couches d' $\text{AlOx}$  enterrées. Bien que plusieurs études de microscopie aient déjà été rapportées [80, 99, 100, 101], la diversité de leurs résultats prouve que les propriétés structurales de l' $\text{AlOx}$  sont spécifiques aux couches et au procédé d'oxydation utilisés. Cela souligne l'importance de l'étude quantitative menée par E. Guillotel sur nos échantillons, nécessaire à la réalisation de structures faibles pertes, dont nous rappelons les principales conclusions ci-dessous.

**Caractérisation chimique et structurale des couches oxydées** Elle a été réalisée à partir de clichés haute résolution (HR-TEM), de leur analyse spectrale, et de clichés filtrés en énergie (EF-TEM) de lames minces préparées, avant et après oxydation, à partir de guides d'ondes de la Structure B dont la section transverse a été amincie par *Ion Slicer* (épaisseur  $\sim 100$  nm). Il a ainsi été établi que [39] :



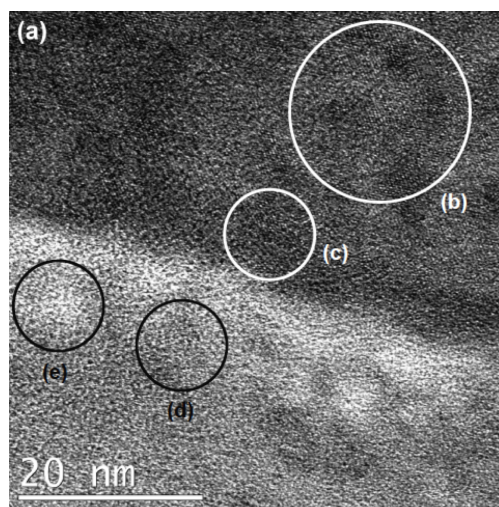
**Figure 3.2** – Image HR et spectre FFT confirmant la présence de grains polycristallins  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  orientés selon différentes directions (en couleurs) au centre d'une matrice amorphe  $\text{Al}_x\text{O}_y$  (en clair).

- comme illustré en Fig. 3.2, les couches d' $\text{AlOx}$  sont composées de grains polycristallins d'alumine en phase gamma ( $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ), dont la taille est comprise entre



10 et 20 nm, inclus dans une matrice d'oxyde amorphe  $\text{Al}_x\text{O}_y$  à la stœchiométrie mal définie.

- l'oxydation des couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  entraîne une diminution de leur épaisseur (cf. Fig. 3.4). Cet effet, typique de l'oxydation thermique humide, s'explique par le fait qu'un atome d'Al prend moins de place dans une maille  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$  ( $2.85 \text{ \AA}^3$ ) que dans une maille AlAs ( $3.57 \text{ \AA}^3$ ) [78, 80]. Alors qu'une contraction théorique de 20% est attendue, une diminution de 12% est mesurée expérimentalement. Ceci est cohérent avec le fait que l' $\text{AlOx}$  est en partie composé d'oxyde amorphe, pour lequel la contraction est quasi-nulle.



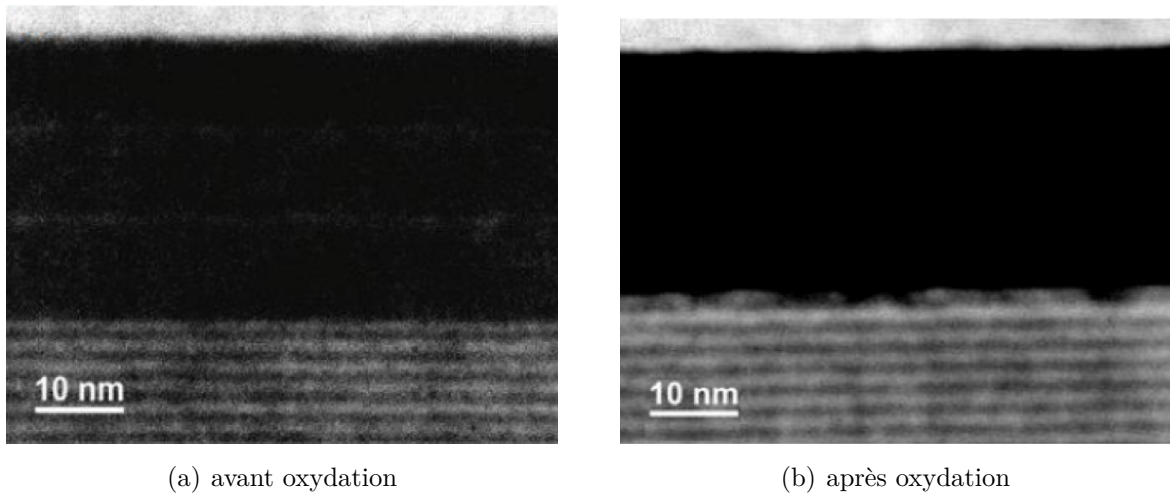
**Figure 3.3** – Caractérisation structurale d'une interface GaAs/ $\text{AlOx}$  : (a) image HR de l'interface; (b) zone de GaAs cristallin; (c) zone de GaAs amorphe; (d) zone d'oxyde légèrement cristalline; (e) zone d'oxyde amorphe.

- l'analyse spectrale de la Fig. 3.3 montre qu'au cours de l'oxydation, les couches adjacentes de l' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  sont altérées. Alors que le matériau reste monocristallin loin de l'oxyde (zone (b) de la Fig. 3.3), le GaAs devient amorphe sur  $\sim 10 \text{ nm}$  à proximité de l' $\text{AlOx}$  (zone (c) de la Fig. 3.3).
- une cartographie chimique de l'élément oxygène révèle que les couches de GaAs et d' $\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{As}$  voisines de l' $\text{AlOx}$  sont oxydées par diffusion orthogonale à travers les interfaces, sur 3 et 9 nm respectivement. Ceci est confirmé par la présence d'un reste de GaAs cristallin dans la partie oxydée (zone (d) de la Fig. 3.3) alors que le reste d'oxyde de gallium ( $\text{GaOx}$ ) apparaît amorphe (zone (e) de la Fig. 3.3). Cette oxydation résiduelle, à ne pas confondre avec l'oxydation latérale des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  inexistante pour  $x < 0.8$ , est d'autant plus profonde que les couches avoisinantes sont riches en aluminium [84]. Il a récemment été montré que cette réaction était catalysée par les produits de l'oxydation latérale, diffusant dans les couches voisines au lieu d'être évacués, et que son avancement

pouvait être fortement réduit grâce à une barrière de quelques périodes d'alliage digital équivalent placée entre la couche à oxyder et le matériau semi-conducteur voisin [102].

Les autres études mentionnent également la présence d'un oxyde dense complètement amorphe d'une dizaine de nanomètres au niveau du front d'oxydation, entre l'AlAs et l'AlOx [100, 101]. De fines poches d'oxyde peu denses s'étalant sur environ 1  $\mu\text{m}$  en arrière du front d'oxydation ont par ailleurs été mises en évidence proche des interfaces avec le GaAs environnant. Ces zones poreuses semblent 1) servir de canal de diffusion pour les réactifs et les produits de la réaction d'oxydation [99, 100], et 2) permettre la relaxation d'une partie de la contrainte engendrée par la contraction des couches, fragilisant ainsi les structures oxydées [99].

**Rugosité d'interface** Les interfaces semi-conducteur/oxyde situées dans le cœur guidant de la Structure B ont été examinées par imagerie par diffusion incohérente (HAADF), sensible au numéro atomique. Le contraste des images résulte de la concentration en gallium des différentes zones et nous permet de résoudre très précisément les interfaces.



**Figure 3.4** – Clichés HAADF illustrant la dégradation des interfaces GaAs/AlOx (en haut) et  $\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{As}/\text{AlOx}$  (en bas) consécutive à l'oxydation de la couche d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  centrale (en sombre).

Deux images de la même région du cœur guidant <sup>5</sup>, acquises avant et après oxydation, sont montrées en Fig. 3.4. Nous constatons que l'oxydation de la couche riche en aluminium entraîne une dégradation des interfaces, se traduisant par une augmentation de la rugosité après oxydation. Celle-ci est particulièrement visible pour l'interface du bas.

5. Cette zone a été choisie car elle contient tous les types d'interfaces présents dans le guide d'ondes (GaAs/AlGaAs 98%, AlGaAs 70%/AlGaAs 98%, GaAs/AlOx et AlGaAs 70%/AlOx).

Afin de quantifier cet effet pour les deux interfaces semi-conducteur/oxyde, les profils de rugosités ont été reconstruits grâce à une procédure de traitement du signal (éta-lonnage, seuillage, détection de contour...), à partir d'une séquence d'images contiguës de ce type enregistrée sur un horizon d'environ 700 nm le long des couches. La connais-sance de deux paramètres statistiques est ensuite nécessaire pour caractériser chacune des distributions aléatoires : l'écart-type par rapport au profil idéal lisse  $\sigma$ , et la lon-gueur de corrélation  $L_C$ . Ceux-ci ont été extraits des fonctions d'autocorrélation après ajustement à l'aide de fonctions exponentielles. Notons que malgré la faible épaisseur de l'échantillon, le MET projette dans le plan des effets dans le volume. Une correction supplémentaire a dû être appliquée aux valeurs de  $\sigma$  et  $L_C$  pour compenser cet effet, entraînant une augmentation de l'erreur relative commise lors de leur estimation. Les résultats finaux obtenus pour chaque type d'interface sont résumés en Table 3.2.

Interface	$\sigma$ (nm)	$\Delta\sigma$ (nm)	$L_C$ (nm)	$\Delta L_C$ (nm)
GaAs/Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As	0.37	$\pm 0.08$	4	0
GaAs/AlOx	0.53	$\pm 0.08$	53	$\pm 14$
Al <sub>0.70</sub> Ga <sub>0.30</sub> As/Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As	0.37	$\pm 0.08$	4	0
Al <sub>0.70</sub> Ga <sub>0.30</sub> As/AlOx	0.69	$\pm 0.06$	30	$\pm 7$

**Table 3.2** – Valeurs expérimentales de l'écart-type et de la longueur de corrélation pour les deux types d'interface de la Structure B, avant et après oxydation.

Alors que l'on retrouve la rugosité typique de l'EJM avant oxydation (de l'ordre de la monocouche atomique), les valeurs mesurées après oxydation sont respectivement 1.4 et 1.9 fois plus élevées pour les interfaces GaAs/AlOx et AlGaAs/AlOx. Par ailleurs, l'effet de fenêtrage dû au fait que l'horizon d'observation est de taille finie, rend les valeurs de  $L_C$  moins fiables que celles de  $\sigma$ .

### 3.1.3 Modélisation des pertes par diffusion

Jusqu'à présent, plusieurs hypothèses concernant l'origine des pertes ont été avan-cées dans la littérature, sans toutefois être clairement confirmées. Ainsi, en se basant sur l'étude des pertes dans un guide GaAs/AlOx du même type que ceux de la Struc-ture B, menée à l'aide d'une source femtoseconde entre 1.3 et 2.1  $\mu\text{m}$  et pour plusieurs niveaux de puissances, Venugopal Rao *et al.* ont mis en avant l'influence de la diffusion (sans en préciser l'origine) ainsi que celle de l'absorption à deux photons (TPA) [103]. Par ailleurs, Fiore *et al.* ont attribué la forte atténuation mesurée dans une structure AlGaAs/AlOx à  $\lambda \sim 0.8 \mu\text{m}$  à l'absorption causée par des niveaux d'énergie discrets situés dans la bande interdite du matériau constituant le cœur du guide, induits par l'oxydation des couches d'AlAs adjacentes [35].

**Hypothèse sur l'origine des pertes** De manière générale, les pertes de propagation intrinsèques à un guide d'ondes peuvent avoir trois origines : 1) l'absorption, 2) les fuites, et 3) la diffusion. Rappelons que les Structures A et B présentées ici sont passives et opèrent en régime continu. Les matériaux les constituant sont choisis de sorte à garantir leur transparence à toutes les longueurs d'ondes impliquées dans les processus non linéaires, et la TPA peut être négligée<sup>6</sup>. De plus, l'étude MET effectuée sur nos guides n'a révélé aucune indication sur la présence éventuelle de centres absorbants créés pendant l'oxydation. La structure confinante verticale est également conçue afin de minimiser les fuites modales vers le substrat de fort indice ( $\alpha_{\text{fuites}} \leq 0.1 \text{ cm}^{-1}$ ). Concernant les pertes par diffusion, le transfert de la puissance optique d'un mode guidé vers un mode rayonnant peut être causé par toute sorte d'imperfections dans la distribution d'indices de la structure : rugosité des interfaces verticales<sup>7</sup>, rugosité des interfaces horizontales ou inhomogénéité des matériaux [105]. Or nous venons précisément de voir en section 3.1.2 que l'AlOx obtenu à partir de nos couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  est un matériau hétérogène avec des interfaces rugueuses. Toutefois, puisque les indices de réfraction de l'alumine et de l'oxyde amorphe sont sensiblement identiques, nous supposons que la contribution des grains d'alumine  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ , en tant que sources volumiques de diffusion, est faible, et nous la négligeons devant la contribution surfacique des multiples interfaces rugueuses.

Sur la base de ces observations, nous avons donc fait l'hypothèse que la majeure partie des pertes de propagation de nos guides d'ondes provient de la diffusion par les interfaces rugueuses (Al)GaAs/AlOx, dégradées par l'oxydation thermique humide.

**Modèle théorique** Afin de guider nos efforts pour améliorer les performances de nos guides d'ondes, une meilleure compréhension des mécanismes de pertes mis en jeu est essentielle ; celle-ci est notamment fournie par l'étude de la dépendance des pertes avec la longueur d'onde [97]. Afin de tester la validité de l'hypothèse de travail que nous venons de présenter, il est donc nécessaire de développer un modèle théorique capable de prédire les pertes de propagation, ainsi que leur dépendance spectrale, à partir des caractéristiques microscopiques ( $\sigma$ ,  $L_C$ ) des rugosités mises en évidence à la section précédente.

Il n'existe pas dans la littérature de modèle analytique 3D traitant ce type de pertes dans des guides multicouches complexes. Par ailleurs, les méthodes numériques brutes de force (de type 3D-FDTD) ne sont physiquement pas acceptables, car le maillage extrêmement fin, nécessaire pour résoudre d'aussi petites rugosités, requiert une puissance de calcul trop importante. Il ne s'agit pas ici de développer un modèle

---

6. Pour un coefficient  $\beta \sim 10\text{-}25 \text{ cm}^2/\text{GW}$  – cas du GaAs dans le proche/moyen IR [103, 104] – et des intensités optiques  $\leq 1 \text{ MW}/\text{cm}^2$ , les pertes  $\alpha_{\text{TPA}}$  sont inférieures à  $0.1 \text{ cm}^{-1}$ .

7. Vu l'excellente qualité des flancs de gravure de nos guides, confirmée par le faible niveau de pertes avant oxydation – respectivement  $0.1 \text{ cm}^{-1}$  et  $0.4 \text{ cm}^{-1}$  pour les meilleurs guides des Structures B et A – nous pouvons considérer les interfaces verticales idéales.

rigoureusement exact, illusoire<sup>8</sup> et trop lourd à mettre en œuvre, mais plutôt un simple modèle perturbatif, capable de nous fournir l'ordre de grandeur et la tendance spectrale des pertes générées par les rugosités apparaissant lors de l'oxydation, afin d'optimiser la fabrication de nos dispositifs AlGaAs partiellement oxydés.

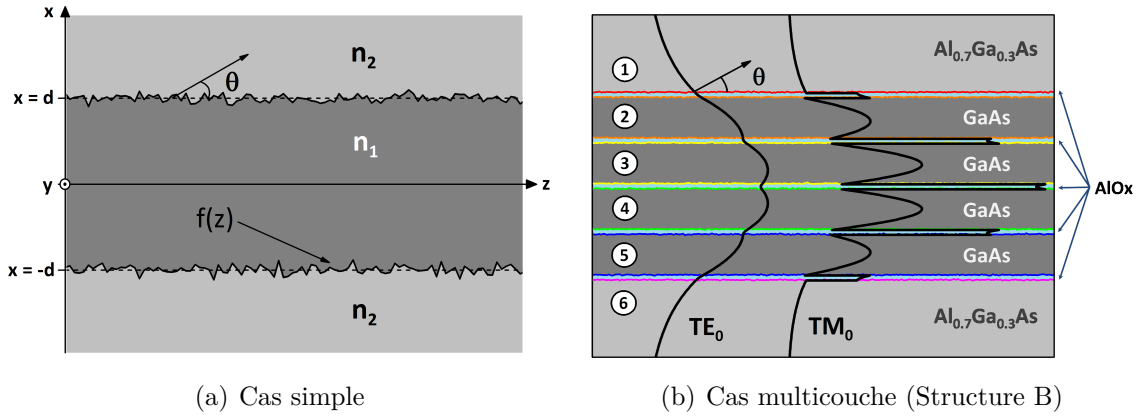
Comme l'atteste l'activité continue de ce domaine de recherche depuis la fin des années 60, la modélisation des pertes par diffusion dans les guides d'ondes semi-conducteurs est un vieux problème, toujours d'actualité et d'un grand intérêt pratique en optique intégrée (dans les structures passives [106, 107] et actives [108]). Dans ses travaux pionniers concernant les guides d'ondes planaires, Marcuse traite les rugosités d'interface comme un terme de couplage entre les modes guidés et le continuum des modes de radiation, et utilise le formalisme des modes couplés pour calculer les pertes de propagation des modes TE et TM [109, 110]. Bien qu'exacte, cette méthode serait trop lourde à appliquer à nos guides, d'autant plus que les modes rayonnants sont mal connus. Avec une approche moins sophistiquée basée sur le critère de Rayleigh, le modèle de Tien fournit une expression approchée des pertes des modes TE [111]. Cette formule très simple, uniquement valable pour les grandes longueurs de corrélation ( $L_C \sim \lambda/10$ ), n'est pas utilisable dans notre cas. La plupart des études récentes sur le traitement optique des rugosités d'interface sont basées sur les travaux de Lacey et Payne [112, 113]<sup>9</sup>, qui assimilent le guide à une antenne et les rugosités à des sources volumiques de courant, et calculent la puissance diffusée par les imperfections à l'aide du formalisme des fonctions de Green [115]. Moins complet mais tout aussi précis que celui de Marcuse, ce modèle a l'avantage de fournir une expression semi-analytique assez simple des pertes des modes TE supportés par un guide planaire à faible contraste d'indice, en fonction des paramètres de celui-ci et de la statistique des rugosités. Par la suite, ces résultats ont été étendus au cas des guides rubans à fort contraste d'indice par un traitement complet 3D du problème, plus lourd mais valable pour les polarisation TE et TM [116]. Toutefois, pour des guides dont les dimensions du cœur sont grandes devant la longueur d'onde dans le matériau (ce qui est le cas dans nos structures), un traitement 2D, incluant le confinement latéral grâce à la méthode des indices effectifs, suffit [117]. Ce dernier tient également compte des effets d'interférences dus au fort contraste d'indice, et s'applique aux deux polarisations TE et TM.

Le modèle que nous considérons s'applique à un guide d'ondes cœur/gaine symétrique, dont les interfaces rugueuses sont décrites par une fonction aléatoire  $f(z)$  décrivant l'écart à la surface plane idéale, comme schématisé en Fig. 3.5a. Le coefficient de pertes en intensité  $\alpha$  d'un mode TE supporté par un guide de largeur  $2d$  est alors donné par :

---

8. Dans toutes les études existantes de pertes par diffusion, la précision des estimations théoriques est principalement limitée par la difficulté de mesurer précisément les caractéristiques des rugosités aux interfaces.

9. Les mêmes résultats ont été établis par Ladouceur et Love de manière indépendante [114].



**Figure 3.5** – Schémas et paramétrisation de guides plans aux interfaces rugueuses.

$$\alpha_{\text{TE}} = \phi_y^2(d) (\Delta n^2)^2 \frac{k_0^3}{4\pi n_{\text{eff}}} \int_0^\pi \left[ (1 + r_s(\theta))^2 + t_s(\theta)^2 \right] \tilde{R}(\beta - n_2 k_0 \cos(\theta)) d\theta \quad (3.2)$$

où  $\phi_y(d)$  est l'amplitude du mode évaluée au niveau de l'interface, normalisé selon :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi_y^2(x) dx = 1 \quad (3.3)$$

et avec  $\Delta n^2 = n_1^2 - n_2^2$  la différence de permittivité relative entre le cœur et la gaine,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  le vecteur d'onde dans le vide,  $\beta$  la constante de propagation du mode associée à  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif,  $r_s$  et  $t_s$  les coefficients de Fresnel en réflexion et en transmission pour une onde TE se propageant avec un angle  $\theta$  par rapport à l'axe longitudinal du guide. La rugosité des interfaces est décrite par leur densité spectrale  $\tilde{R}(\Omega)$ , obtenue à partir de la fonction d'autocorrélation  $R(u) = \langle f(z)f(z+u) \rangle$ <sup>10</sup> à l'aide du théorème de Wiener-Khinchine :

$$\tilde{R}(\Omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(u) \exp(i\Omega u) du \quad (3.4)$$

Deux types de fonctions, exponentielle ou gaussienne<sup>11</sup>, sont généralement utilisés pour ajuster la fonction d'autocorrélation d'un profil de rugosité. L'écart-type  $\sigma$  est tel que  $R(0) = \sigma^2$ , et la longueur de corrélation  $L_C$  correspond à la mi-largeur à mi-hauteur de  $R(u)$ . Bien que le choix de l'une ou de l'autre fonction ait peu d'influence sur le résultat final, le choix d'une fonction d'autocorrélation exponentielle permet de calculer les intégrales des Éqs. 3.2 et 3.4 de façon analytique si besoin [113].

Notons que l'expression donnant les pertes des modes TM existe. Celle-ci est légèrement plus complexe à cause de la discontinuité du champ  $\phi_x(x)$  qui est orthogonal

10. L'opérateur  $\langle \cdot \rangle$  effectue une moyenne spatiale.

11.  $R(u) = \sigma^2 \exp(-|u|/L_C)$  ou  $R(u) = \sigma^2 \exp(-u^2/L_C^2)$ .



aux interfaces [117]. Cependant, nous nous intéressons ici à  $\alpha_{\text{TE}}$  de préférence, car les modes signal et complémentaire, dont les longueurs d'ondes varient sur une large plage spectrale, sont polarisés TE.

Pour adapter ce modèle à nos structures multicouches, nous avons décomposé le cœur guidant en sous-structures élémentaires en regroupant les interfaces deux à deux, de sorte à définir une région d'indice  $n_1$  supérieur à l'indice  $n_2$  des régions adjacentes. Comme illustré en Fig. 3.5b, les microstructures élémentaires numérotées de ① à ⑥ correspondent à des guides AlOx/GaAs/AlOx, ou à des demi-guides AlOx/Al<sub>0.70</sub>Ga<sub>0.30</sub>As. Le mode optique TE<sub>0</sub> peut alors être vu comme le « super-mode » résultant de la juxtaposition de ces micro-guides plans dont les modes propres interfèrent. Afin d'avoir une estimation rapide des pertes du mode TE<sub>0</sub>, nous faisons l'hypothèse standard que les rugosités de chacune des interfaces ne sont pas corrélées entre-elles ; ainsi les contributions  $\alpha_i$  ( $i = 1$  à 6) de chaque sous-structure s'ajoutent de façon incohérente :

$$\alpha_{\text{TE}}^{\text{tot}} = \sum_{i=1}^6 \alpha_i \quad (3.5)$$

Ces dernières sont calculées à partir de l'Éq. 3.2 à l'aide des valeurs de  $\sigma$  et  $L_C$  de la Table 3.2, et en considérant les valeurs du profil modal  $\phi_y$  à chaque interface, la constante de propagation  $\beta$  et l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  calculés à la longueur d'onde d'intérêt. Concernant les termes  $\alpha_1$  et  $\alpha_6$ , un facteur supplémentaire 1/2 est appliqué pour prendre en compte l'asymétrie des demi-guides ① et ⑥ [117].

À ce stade, il est important de souligner que le modèle que nous venons de présenter est très simpliste et que l'estimation rudimentaire des pertes par diffusion fournie reste qualitative. Il n'a pas pour objectif de rendre compte précisément de la réalité de nos guides, mais de fixer l'ordre de grandeur et la tendance des pertes, imputables aux rugosités d'interfaces induites par l'oxydation thermique humide, avec la longueur d'onde.

## 3.2 Étude de la dépendance spectrale des pertes de propagation

Nous présentons ici les résultats expérimentaux des mesures de pertes effectuées à différentes longueurs d'ondes. Bien que la signature d'un phénomène de diffusion ait déjà été mise en évidence par Venugopal Rao *et al.* sur des échantillons similaires à ceux de la Structure B, dans la gamme 1.3–2.1  $\mu\text{m}$  et pour un faisceau polarisé TE (*i.e.* concernant les modes signal et complémentaire) [103], l'objectif de notre étude est d'aller plus loin en : 1) déterminant leur origine, en lien avec la morphologie des guides d'ondes oxydés, et 2) en étendant l'étude à l'intégralité des longueurs d'ondes, et à toutes les polarisations impliquées dans le processus non linéaire. En effet, l'estimation

indirecte des pertes du mode de SH vers 775 nm<sup>12</sup> par Fiore *et al.* constitue à ce jour la seule connaissance disponible sur les pertes d'un mode de pompe TM dans ce type de guide d'ondes (Al)GaAs partiellement oxydé [35].

Ainsi, la confrontation des données expérimentales avec les pertes calculées grâce au modèle présenté en section 3.1.3 devrait nous permettre d'améliorer notre compréhension des mécanismes de pertes, afin de cibler nos efforts pour diminuer leur valeur dans ces dispositifs.

### 3.2.1 Mise en œuvre expérimentale

La mesure précise des pertes de propagation dans les guides d'ondes semi-conducteurs est délicate, car elle peut nécessiter une connaissance exacte de caractéristiques mal connues, comme l'indice effectif des structures ou le coefficient de réflectivité des facettes. Parmi les nombreuses méthodes existantes, nous pouvons citer celle qui consiste à collecter la lumière diffusée à la surface du guide au cours de la propagation [103], la méthode de mesure de transmission [58] ou encore celle des franges Fabry-Perot [118]. La première de ces méthodes, particulièrement adaptée aux pertes de quelques cm<sup>-1</sup>, s'avère inefficace dans le cas de nos guides à faibles pertes, car l'excellent état de surface des flancs gravés minimise la diffusion parasite de lumière. Bien que de principe très simple, la seconde méthode est quant à elle réservée au cas des guides à fortes pertes (plusieurs cm<sup>-1</sup> et au-delà), *i.e.* lorsque l'estimation des pertes de couplage n'est plus le facteur limitant la précision de l'estimation<sup>13</sup>. Nous avons donc implémenté la méthode des franges Fabry-Perot, simple, robuste et non-destructive, qui est la plus adaptée lorsque l'on considère des pertes de l'ordre de 1 cm<sup>-1</sup> et en deçà.

**Méthode des franges Fabry-Perot** Cette méthode consiste à assimiler le guide d'ondes à un résonateur dans lequel les modes guidés interfèrent avec ceux réfléchis par les facettes clivées. Un balayage de la longueur d'onde permet de faire varier la phase accumulée par le mode lors d'un aller-retour ( $\phi = 2k_0 n_{\text{eff}} L + 2\varphi$ ), ce qui module la transmission du guide. L'atténuation est alors déduite du contraste de la figure d'interférence résultante, donnée par la fonction d'Airy  $\mathcal{A}_{\text{FP}}$  :

$$\mathcal{A}_{\text{FP}} = \frac{\eta T^2 e^{-\alpha L}}{(1 - \tilde{R})^2 + 4\tilde{R} \sin^2(\phi/2)} \quad (3.6)$$

où  $\eta$  représente l'efficacité de couplage dans le guide,  $T$  la transmission modale d'une facette,  $\alpha$  les pertes linéiques en intensité et  $L$  la longueur du guide. En effet, le coeffi-

12. Grâce à la même méthode d'estimation que celle présentée en section 2.2.2, se basant sur l'élargissement de la courbe d'accord de phase du processus de SHG.

13. Il existe néanmoins une variante, dite méthode « cut-back », qui consiste à répéter la mesure pour différentes longueurs de guide afin de s'affranchir de cette estimation, mais celle-ci est alors destructive.



cient de pertes totales  $\tilde{R} = R \times e^{-\alpha L}$ , regroupant les pertes distribuées et celles dues à la réflexion, est estimé à partir des valeurs extrémales de la puissance transmise d'après :

$$\tilde{R} = \frac{\sqrt{\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{max}}} - \sqrt{\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{min}}}}{\sqrt{\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{max}}} + \sqrt{\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{min}}}} \quad (3.7)$$

ce qui nous permet, moyennant la connaissance de la réflectivité modale  $R$ , de remonter aux pertes :

$$\alpha = \frac{1}{L} \times \ln \left( \frac{R}{\tilde{R}} \right) \quad (3.8)$$

Bien que cette méthode soit ancienne et bien établie, son application au cas des guides d'ondes semi-conducteurs nécessite de prendre quelques précautions du fait de leur grande ouverture numérique et de leur multimodalité horizontale. En effet, le système de franges observé en sortie du guide correspond à la superposition des fonctions d'Airy de chaque mode excité, et son contraste fluctue selon que les modes sont en phase ou non [118]. Le couplage du faisceau incident gaussien dans le mode fondamental doit alors être finement optimisé, de sorte à limiter l'injection de puissance dans les modes d'ordres supérieurs pour ne pas fausser l'estimation du contraste des franges et surestimer les pertes du mode fondamental. Le choix de la source lumineuse injectée est également important, car sa cohérence doit garantir le phénomène d'interférence à ondes multiples. D'un point de vue spectral, la largeur de raie de la source laser doit être suffisamment fine pour résoudre correctement l'ISL typique de nos guides<sup>14</sup>, et sa plage d'accordabilité suffisamment grande pour couvrir le battement entre les systèmes de franges, typiquement de quelques dizaines de nanomètres.

Concernant l'incertitude des estimations de pertes effectuées grâce à cette méthode, l'expression de l'erreur relative  $\varepsilon_r(\alpha)$  commise sur  $\alpha$  est obtenue par différenciation de l'Éq. 3.8 :

$$\varepsilon_r(\alpha) = \frac{1}{\alpha L} \left[ \underbrace{\frac{\sqrt{\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{max}} \mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{min}}}}{\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{max}} - \mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{min}}} \left( \varepsilon_r(\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{max}}) + \varepsilon_r(\mathcal{A}_{\text{FP}}^{\text{min}}) \right)}_{\text{Mesures}} + \underbrace{\varepsilon_r(R)}_{\text{Simulation}} \right] \quad (3.9)$$

L'analyse des différents termes montre que celle-ci dépend uniquement de la qualité de la mesure des *extremas* de la transmission et de la bonne connaissance du coefficient de réflectivité modale. Nous avons donc systématiquement eu recours à des simulations numériques 3D-FDTD afin d'estimer  $R$  pour chaque longueur d'onde et polarisation d'intérêt.

14. Autour de  $\lambda = 1500 \text{ nm}$ , et pour  $n_{\text{eff}} \sim 3$  et  $L \sim 3 \text{ mm}$ , l'ISL est de  $125 \text{ pm}$  – soit  $\Delta\nu \sim 15 \text{ GHz}$ . Une largeur de raie  $\delta\lambda = 1 \text{ pm}$ , correspondant à  $\delta\nu = 100 \text{ MHz}$ , est alors suffisante.

**Méthode de mesure de transmission** Lorsque les pertes distribuées du guide deviennent plus importantes que celles dues à la réflexion aux facettes, ou bien que la largeur de la raie d'émission du laser est comparable à son ISL, le phénomène d'interférence de la fonction de transfert du guide d'ondes disparaît, et celle-ci se résume au seul numérateur de l'Éq. 3.6. Les pertes sont alors estimées à partir du ratio des puissances mesurées avant et après le guide d'ondes (respectivement  $\mathcal{P}_{\text{in}}$  et  $\mathcal{P}_{\text{out}}$ ), selon :

$$\alpha = \frac{1}{L} \ln \left[ \eta_{\text{obj}}^2 \eta_{\text{OVLP}} (1 - R)^2 \frac{\mathcal{P}_{\text{in}}}{\mathcal{P}_{\text{out}}} \right] \quad (3.10)$$

où  $\eta_{\text{obj}}^2$  représente la transmission des objectifs d'injection et de collection, et  $\eta_{\text{OVLP}}$  l'intégrale de recouvrement du faisceau laser gaussien focalisé sur la facette avec le mode fondamental guidé qui nous intéresse.

Malgré sa simplicité apparente, cette méthode présente l'inconvénient de dépendre de l'estimation de nombreux facteurs :  $\eta_{\text{obj}}$ ,  $\eta_{\text{OVLP}}$  et  $R$ , en plus de la précision des mesures de puissances. Quantitativement, l'erreur relative sur la valeur estimée est donnée par :

$$\varepsilon_r(\alpha) = \frac{1}{\alpha L} \left[ \underbrace{\varepsilon_r(\mathcal{P}_{\text{in}}) + \varepsilon_r(\mathcal{P}_{\text{out}}) + 2\varepsilon_r(\eta_{\text{obj}})}_{\text{Mesures}} + \underbrace{\varepsilon_r(\eta_{\text{OVLP}}) + \frac{2R}{1-R} \varepsilon_r(R)}_{\text{Simulations}} \right] \quad (3.11)$$

Alors que  $\eta_{\text{obj}}$  est déduit de la transmission des deux objectifs montés en doublet afocal, nous avons eu recours à des méthodes numériques indirectes pour  $\eta_{\text{OVLP}}$  et  $R$ . En particulier,  $\eta_{\text{OVLP}}$  est obtenu pour chaque longueur d'onde par calcul numérique de l'intégrale de recouvrement entre le faisceau gaussien<sup>15</sup> et le mode fondamental simulé<sup>16</sup>.

### 3.2.2 Résultats

La connaissance des propriétés optiques de nos guides d'ondes aux longueurs d'ondes de pompe, signal et complémentaire est essentielle pour le développement de nos dispositifs non linéaires. Ainsi l'ensemble des lasers disponibles dans le laboratoire nous permet de balayer une large gamme de longueurs d'ondes, comprises entre 700 et 2120 nm :

- un laser Ti:Saphir continu, multimode et continûment accordable entre 700 et 1100 nm<sup>17</sup> avec une largeur de raie de 40 GHz (Spectra-Physics Model 3900S),

15. Le *waist* du faisceau focalisé est calculé grâce à la relation de conjugaison de la lentille équivalente à l'objectif de microscope  $\times 60$  (ON=0.85 – EFL=3.09 mm) à partir du *waist* du faisceau collimaté, mesuré avec la méthode du *knife-edge*.

16. cf. Fig. 2.6 pour la Structure A.

17. Intervalle divisé en deux : 700-1000 nm et 950-1100 nm, selon le jeu de miroirs et le filtre biréfringent montés dans la cavité.

- un laser à fibre dopé Ytterbium, continu, monomode et accordable sur  $\sim 500$  pm autour de 1091 nm avec une largeur de raie de 70 kHz (Koheras Adjustik),
- plusieurs lasers à cavités externes, monomode et accordables sans saut de mode entre 1330 et 1430 nm, et entre 1490 et 1610 nm, avec des largeurs de raie de 150 kHz (gamme Tunics), et
- une diode laser DFB continue, monomode et accordable sur  $\sim 1.5$  nm autour de 2120 nm avec une largeur de raie de 3 MHz (DFB-Laser NanoPlus).

La caractérisation linéaire d'échantillons de la Structure B a été effectuée sur le même banc expérimental que celui décrit en section 2.2. Des objectifs de microscopes  $\times 60$  (ON=0.85) ont été utilisés pour injecter les faisceaux laser dans un guide d'ondes et collecter la lumière transmise. Lors de la procédure d'alignement, la caméra IR placée en sortie du guide est d'abord utilisée afin de contrôler la qualité du couplage, puis la monomodalité est optimisée à l'aide d'un puissance-mètre, en ajustant finement la position de l'objectif d'injection vis-à-vis de l'échantillon, avec les actionneurs piézo-électriques équipant la platine de positionnement.

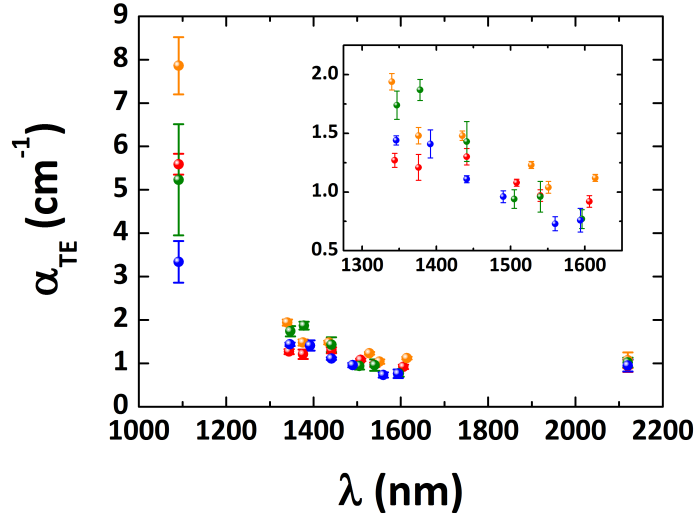
D'après le schéma d'accord de phase implémenté, les pertes qui nous intéressent sont celles des modes  $TE_{00}$  entre 1060 et 2120 nm, et celles des modes  $TM_{00}$  entre 950 et 1060 nm<sup>18</sup>. Nos mesures expérimentales ont donc été organisées en conséquence.

**Pertes des modes TE** Celles-ci étant faibles, elles ont été mesurées avec la méthode des franges Fabry-Perot, et seuls les lasers pouvant résoudre l'ISL de nos échantillons ont été utilisés. Comme nous l'avons mentionné en section 3.2.1, cette méthode indirecte comporte un risque de surévaluation des pertes, d'autant plus grand que le guide est multimode, et ne nous fournit qu'une borne supérieure de la vraie valeur des pertes, dont on s'approche en soignant le couplage et le choix de la longueur d'onde. Ce dernier point est particulièrement critique pour nos guides d'ondes, afin de ne pas déduire de nos mesures une fausse dépendance spectrale des pertes de propagation.

La Fig. 3.6 rassemble les résultats bruts d'une première série de mesures effectuées sur les quatre meilleurs guides d'un échantillon nominal de la Structure B (qui en contient une trentaine), que nous avons gravé et oxydé selon le protocole décrit en section 2.1.2. Pour chacun des guides, les pertes reportées sont associées à un ensemble discret de longueurs d'ondes, qui correspond aux zones du spectre où le contraste des franges Fabry-Perot présente un maximum local. Une tendance globale, similaire à celle observée par Venugopal Rao *et al.* [103], apparaît alors clairement malgré la dispersion des valeurs expérimentales. Celle-ci est particulièrement grande pour  $\lambda = 1091$  nm car le guide y est très multimode, ce qui, combiné à la faible accordabilité de la source, augmente le risque de surestimer les pertes et rend les mesures peu fiables. Le même manque de fiabilité existe pour  $\lambda = 2120$  nm, car la diode laser DFB est faiblement

---

18. Le premier intervalle correspond à la branche signal de la courbe d'accordabilité balayée lorsque  $\lambda_P$  parcourt le second.



**Figure 3.6** – Mesures brutes des pertes du mode  $TE_{00}$  effectuées sur quatre guides distincts de la Structure B, à différentes longueurs d’ondes (une couleur par guide). Encart : agrandissement de la gamme 1300 – 1600 nm.

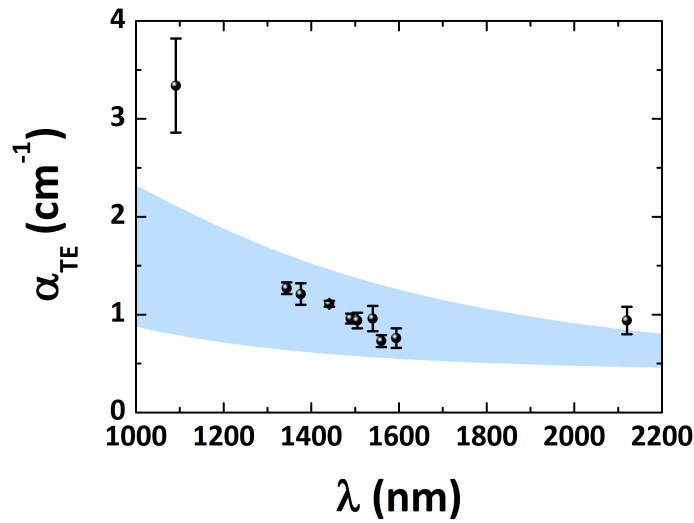
accordable, ce qui n’est pas le cas entre 1300 et 1600 nm<sup>19</sup>.

Afin de quantifier la variation de  $\alpha_{TE}$  avec  $\lambda$ , nous avons dû éliminer les artefacts de la méthode de mesure. Pour cela nous avons conservé uniquement les valeurs inférieures du nuage de points de la Fig. 3.6, car les guides sont identiques et de qualité comparable. Ces données sont présentées en Fig. 3.7, où elles sont comparées aux résultats du calcul de pertes basé sur le modèle de la section 3.1.3 (en considérant la valeur expérimentale  $\alpha_{NOX} = 0.4 \text{ cm}^{-1}$ ), donnés sous la forme d’un faisceau de courbes  $\alpha_{TE}^{tot}(\lambda)$  obtenu lorsque la rugosité et la longueur de corrélation des interfaces balayent les intervalles  $\sigma \pm \Delta\sigma$  et  $L_C \pm \Delta L_C$  de la Table 3.2.

Alors que la majorité des points s’inscrivent dans la gamme de valeurs prédites par notre modèle, nous observons que les points à  $\lambda = 1091 \text{ nm}$ , et dans une moindre mesure celui à  $\lambda = 2120 \text{ nm}$  en sont exclus. Toutefois, ces points ne doivent pas être considérés avec autant d’importance que ceux entre 1300 et 1600 nm du fait du manque de fiabilité évoqué ci-dessus. L’accord qualitatif assez bon qui existe entre théorie et expérience confirme alors notre hypothèse dans la gamme de longueurs d’ondes balayée par le faisceau signal : la diffusion par les interfaces rugueuses (Al)GaAs/AlOx constitue la principale source de pertes dans nos échantillons oxydés.

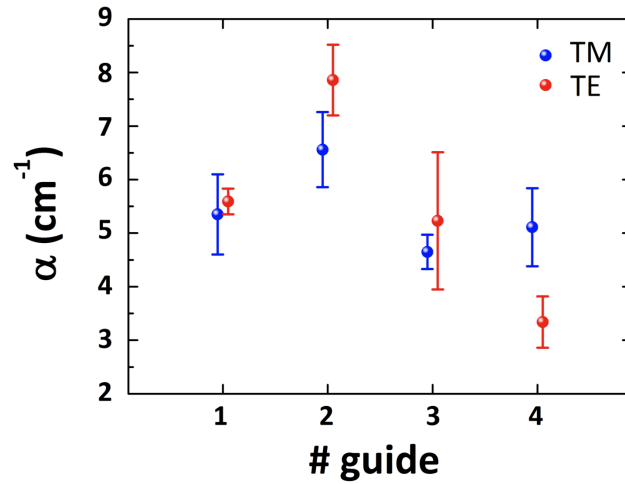
**Pertes des modes TM** Comme illustré en Fig. 3.8, les pertes TE et TM à 1091 nm, toujours mesurées à l’aide des franges Fabry-Perot dans les quatre même guides, sont du même ordre de grandeur. Cette augmentation significative des pertes

19. Le développement de ces sources ayant bénéficié de l’essor des télécommunications optiques, elles sont très faciles d’utilisation (accordables sans saut de mode sur plusieurs dizaines de nanomètres, sans variation de polarisation et à puissance constante).



**Figure 3.7** – Évolution des pertes du mode  $TE_{00}$  de la Structure B avec la longueur d'onde. Les points expérimentaux (en noir) sont comparés aux résultats de la simulation numérique (bande bleue).

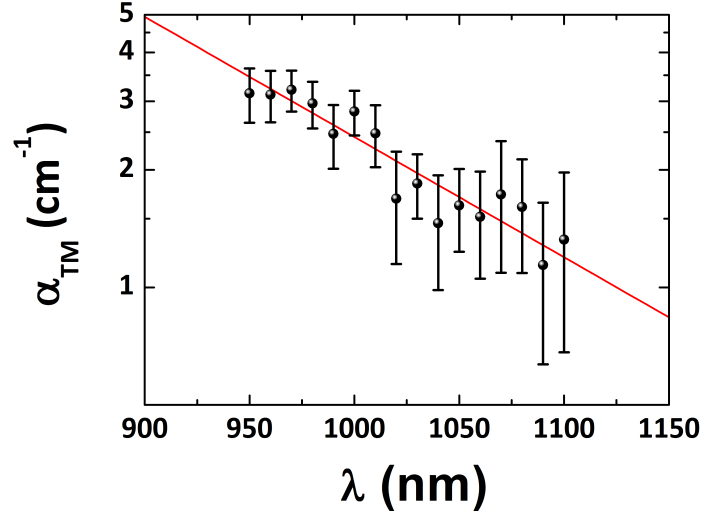
à faible longueur d'onde, et la forte atténuation de gain paramétrique qui en résulte (cf. Éq. 1.36), est particulièrement problématique pour nos dispositifs d'optique non linéaire.



**Figure 3.8** – Comparaison des pertes des modes  $TE_{00}$  et  $TM_{00}$ , mesurées à 1091 nm dans quatre guides différents de la Structure B (la numérotation des guides est arbitraire).

Puisque la connaissance de ce seul point, qui plus est peu fiable, ne nous permet pas d'établir la tendance spectrale des pertes TM autour de la longueur d'onde de pompe nominale, nous les avons mesurées entre 950 et 1100 nm. Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode de mesure de transmission, car la méthode des franges Fabry-Perot

n'est plus tellement adaptée pour ce niveau de pertes.



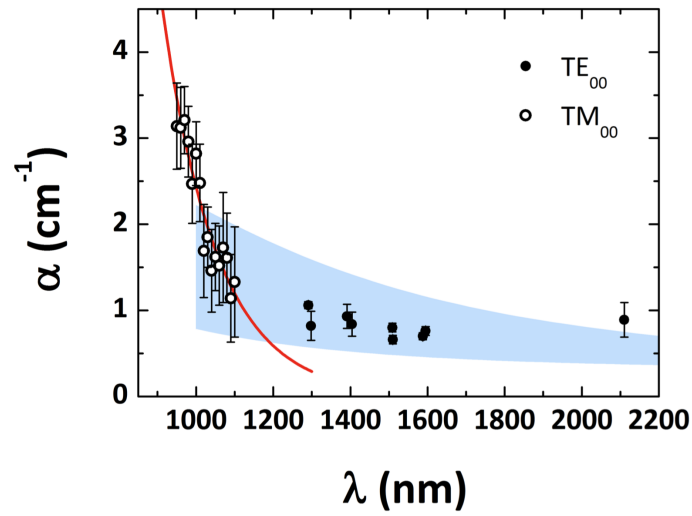
**Figure 3.9** – Évolution des pertes du mode  $TM_{00}$  de la Structure B avec la longueur d'onde (échelle semi-log.). Les points expérimentaux (en noir) sont ajustés par une fonction exponentielle décroissante (courbe rouge).

Les mesures présentées dans la suite ont été obtenues au cours d'une seconde série de mesures, toujours relatives à la Structure B, effectuées sur un nouvel échantillon fabriqué selon le protocole standard. Le résultat des mesures de transmission du laser Ti:Saphir polarisé TM est donné en Fig. 3.9 où nous constatons que par rapport aux mesures Fabry-Perot, l'incertitude relative associée à chaque point a augmenté. En effet, l'estimation des pertes avec cette méthode dépend d'un plus grand nombre de paramètres estimés indirectement (cf. Éq. 3.11).

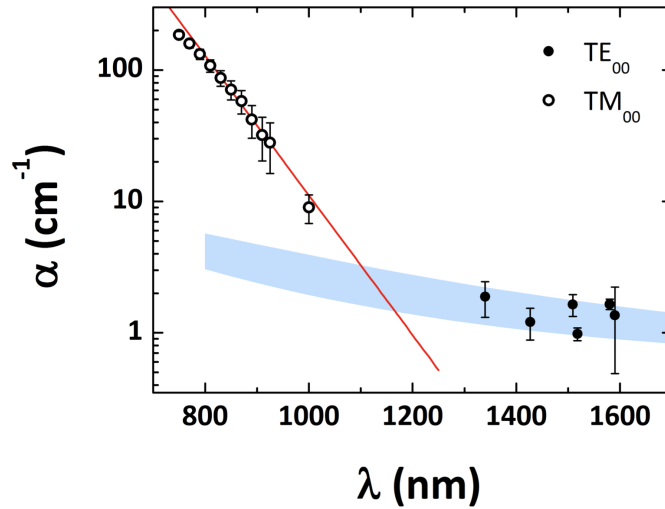
Alors que notre modèle prédit une décroissance de type Rayleigh, en puissance négative de la longueur d'onde<sup>20</sup>, l'évolution observée est plus accentuée aux faibles longueurs d'ondes. L'alignement des points expérimentaux représentés en échelle semi-logarithmique suggère alors une décroissance de type exponentielle, comme le confirme l'ajustement réalisé avec la fonction  $\alpha_{TM} \propto \exp(-\lambda/141)$  tracée en rouge. Bien que le choix d'une telle fonction d'ajustement ne semble *a priori* pas évident (vu la taille conséquente des barres d'erreur), celui-ci est confirmé par les mesures similaires données en Fig. 3.10b.

La Fig. 3.10 fait la synthèse des mesures de pertes effectuées dans cet échantillon sur la totalité de la gamme de longueurs d'ondes accessibles, pour les deux polarisations TE et TM. Les Figs. 3.10a et 3.10b concernent respectivement la Structure B et la Structure A, dessinées pour la conversion descendante  $1.06 \mu\text{m} \rightarrow 2.12 \mu\text{m}$  et  $775 \text{ nm}$

20. Les limites supérieures et inférieures du faisceau de courbes simulées d'après les paramètres de la Table 3.2 sont respectivement ajustées par les fonctions  $\alpha_{TE}^{\text{sup}} \propto \lambda^{-1.9}$  et  $\alpha_{TE}^{\text{inf}} \propto \lambda^{-2.5}$ .



(a) Structure B (éch. linéaire)



(b) Structure A (éch. semi-log.)

**Figure 3.10** — Évolution des pertes de propagation avec la longueur d'onde pour les Structures A et B. Les données expérimentales TM aux faibles longueurs d'ondes (cercles) sont ajustées par des fonctions exponentielles décroissantes (courbes rouges), et celles TE aux grandes longueurs d'ondes (points) s'inscrivent dans la gamme de valeurs simulées (bandes bleues).

→ 1.55  $\mu\text{m}$ .

Deux régimes différents sont alors visibles, avec une transition vers  $\lambda \sim 1.1 \mu\text{m}$  :

- En deçà, la décroissance spectrale des pertes est exponentielle comme l'atteste l'ajustement des données par les fonctions  $\alpha_{\text{TM}} \propto \exp(-\lambda/141)$  (Structure B) et  $\alpha_{\text{TM}} \propto \exp(-\lambda/76)$  (Structure A).

- Au-delà, les données sont comparées aux résultats des simulations<sup>21</sup>, obtenus en considérant les valeurs expérimentales  $\alpha_{\text{NOX}} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha_{\text{NOX}} = 0.7 \text{ cm}^{-1}$  pour les Structures B et A respectivement, et bornés par des fonctions puissance décroissantes avec la longueur d'onde.

De manière générale, nous constatons donc que dans le moyen IR, la diffusion de la lumière par les interfaces rugueuses, générées par l'oxydation sélective des couches riches en aluminium, constitue la principale source de pertes dans les guides d'ondes Al-GaAs/AlOx. Toutefois, ces pertes de l'ordre de  $1 \text{ cm}^{-1}$ , restent raisonnablement faibles pour les modes signal et complémentaire proches de la dégénérescence. En revanche, pour les longueurs d'ondes plus courtes du proche IR et en deçà, les pertes de propagation des modes de pompe divergent exponentiellement, allant de quelques  $\text{cm}^{-1}$  à une centaine de  $\text{cm}^{-1}$ . Ce niveau de pertes pour les faibles longueurs d'ondes constitue à ce jour la principale limitation des performances de nos dispositifs intégrés.

Concernant la Structure B avec des pertes typiques  $\alpha_P = 2 \text{ cm}^{-1}$  pour la pompe et  $\alpha_{S,C} = 1 \text{ cm}^{-1}$  pour le signal et le complémentaire, le seuil d'oscillation à dégénérescence d'un DROPO constitué d'un guide de 3 mm ayant une efficacité de conversion normalisée  $\eta^0 = 1500 \% \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  [70] et d'une cavité dont les miroirs ont une réflectivité modale de 90%, opérant en régime continu est de 165 mW (valeur interne). Cette valeur, bien qu'atteignable avec la source Ti:Saphir dont nous disposons, se situe au-delà du seuil de dommage irréversible de la facette d'injection (estimé à environ 100 mW), empêchant ainsi la démonstration d'un tel dispositif intégré en guide d'ondes à biréfringence de forme.

Concernant la Structure A, en comparaison avec les travaux similaires de Fiore *et al.*, une diminution d'un facteur  $\sim 3.1$  des pertes dans le visible a été obtenue après optimisation des étapes de conception et de fabrication ( $150 \text{ cm}^{-1}$  à  $\lambda = 775 \text{ nm}$  [93] contre  $470 \text{ cm}^{-1}$  à  $\lambda = 800 \text{ nm}$  [35]). Toutefois, malgré des pertes acceptables dans l'IR ( $1.2 \text{ cm}^{-1}$  à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  [93]), ce niveau de pertes dans le visible reste incompatible avec l'observation de la fluorescence paramétrique. En effet, pour un tel guide long de  $500 \mu\text{m}$ , le gain paramétrique est diminué d'un facteur  $\sim 15$  par rapport au cas idéal sans pertes (cf. Éq. 1.36) et la puissance de pompe externe est limitée à  $\sim 10\text{-}15 \text{ mW}$  (au-delà, la facette est endommagée).

### 3.2.3 Nouveau mécanisme de pertes

Bien que les énergies des photons manipulés soient inférieures à la plus petite des énergies de bande interdite  $E_g$  des matériaux constituant les guides pour nos deux struc-

---

21. À défaut de connaître les valeurs de rugosités et longueurs de corrélation des interfaces  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{AlOx}$  et  $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}/\text{AlOx}$ , le calcul théorique des pertes de la Structure A a été effectué, à titre indicatif, avec celles de la Table 3.2 associées à la Structure B.



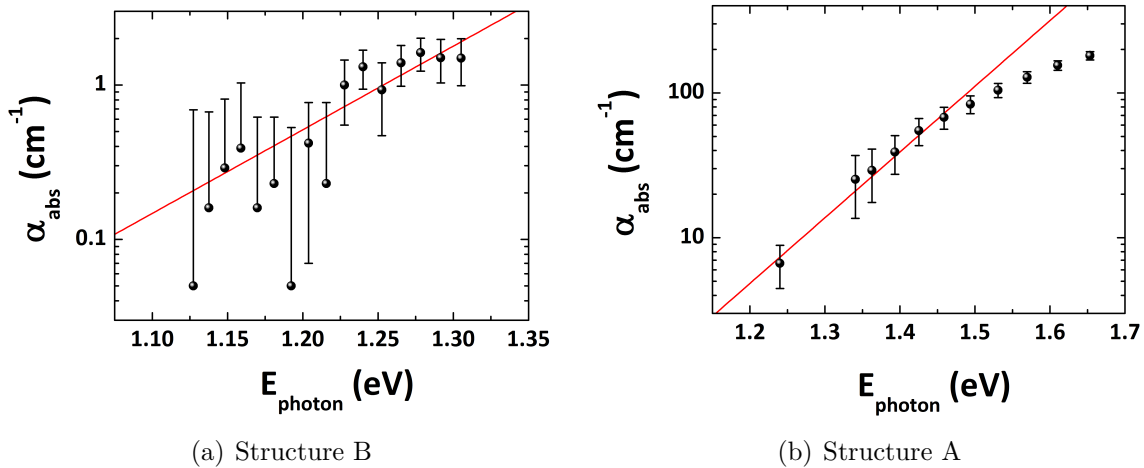
tures<sup>22</sup>, nous venons de voir que les pertes divergent aux faibles longueurs d'ondes (inférieures à 1.1  $\mu\text{m}$ ). Dans cette gamme spectrale, l'hypothèse de travail de la section 3.1.3 retenue jusqu'ici ne suffit plus, et un nouveau mécanisme de perte doit donc être proposé. En effet, les seuls défauts surfaciques initialement considérés ne nous permettent pas de rendre compte de toutes nos observations, et il nous faut alors tenir compte de défauts *a priori* dans le volume, au voisinage des interfaces oxyde/semi-conducteur vraisemblablement (interfaces  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}/\text{AlOx}$  dans le cas de la Structure A, et  $\text{GaAs}/\text{AlOx}$  dans la Structure B).

**Description de l'absorption à faible longueur d'onde** Afin de décrire ces pertes, nous nous sommes tournés vers un modèle d'absorption de type queue d'Urbach, capable de décrire la décroissance exponentielle observée pour des énergies de photons inférieures à la bande interdite du matériau semi-conducteur, et selon lequel :

$$\alpha(\lambda) \propto \exp \left[ \frac{E_{\text{photon}}(\lambda)}{E_U} \right] \quad (3.12)$$

avec  $E_{\text{photon}}(\lambda) = hc/\lambda \approx 1.24/\lambda$  l'énergie (en eV) du photon de longueur d'onde  $\lambda$  (en  $\mu\text{m}$ ), et  $E_U$  l'énergie d'Urbach (en eV), traduisant la largeur de l'absorption par un niveau localisé dans la bande interdite.

À partir des données de la Fig. 3.10, nous avons soustrait la ligne de base fournie par notre modèle de diffusion, afin d'isoler  $\alpha_{\text{abs}}$  la contribution de l'absorption à faible longueur d'onde. Son évolution avec l'énergie d'excitation est fournie en Fig. 3.11, où les données sont ajustées selon l'Éq. 3.12.

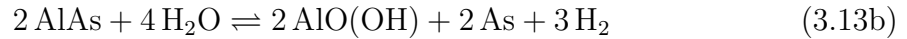
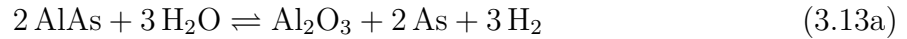


**Figure 3.11** – Évolution de l'absorption avec l'énergie d'un photon (éch. semi-log.). Les données expérimentales des deux structures étudiées (points noirs) sont ajustées par des queues exponentielles d'Urbach (courbes rouges).

22. Pour l' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  de la Structure A :  $E_g = 1.77 \text{ eV}$  soit  $\lambda_g = 699.6 \text{ nm}$  – Pour le  $\text{GaAs}$  de la Structure B :  $E_g = 1.42 \text{ eV}$  soit  $\lambda_g = 870.8 \text{ nm}$ .

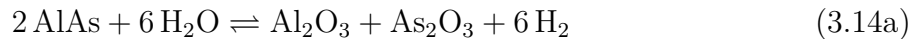
L'ajustement des données de la Fig. 3.11b apparaît de meilleure qualité que celui de la Fig. 3.11a. Ceci provient du fait que l'effet est plus marqué lorsque : 1) le nombre d'interfaces est élevé (32 interfaces AlGaAs/AlOx contre 10), et 2) l'énergie du photon tend vers l'énergie de bande interdite (au maximum 94% de  $E_g$  contre 92%). La transition vers l'absorption interbande est également visible en Fig. 3.11b, lorsque la pente des pertes diminue pour raccorder les deux régimes à l'énergie  $E_g$ . Les énergies d'Urbach trouvées dans les deux cas ( $E_U = 0.08 \pm 0.01$  eV pour la Structure B et  $E_U = 0.10 \pm 0.01$  eV pour la Structure A) sont similaires, ce qui semble attester d'une origine commune des pertes pour les deux dispositifs. Toutefois, la nature des centres absorbants reste à déterminer, ainsi que le type et la position des niveaux discrets qu'ils génèrent dans la bande interdite. Pour cela, au-delà des propriétés structurales physiques des couches d'AlOx, l'étude de leur composition chimique est nécessaire.

**Chimie de la réaction d'oxydation thermique** Grâce à des travaux sur la thermodynamique et la cinétique de la réaction d'oxydation, les réactions globales suivantes ont été proposées, en accord avec les observations de spectroscopie Raman et de microscopie électronique de la littérature [80, 89] :

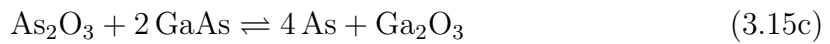
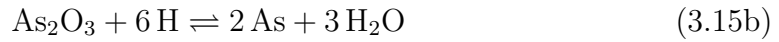
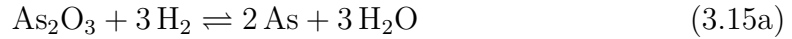


L'élément hydrogène y joue un rôle capital, car l'ion  $\text{H}^+$  provenant de la dissociation de l'eau adsorbée à la surface de l'échantillon constitue l'agent oxydant qui réagit de façon très sélective avec l'Al de la couche à oxyder. De cette sélectivité découle le fait que les équations bilans établies pour l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , plus générales, sont thermodynamiquement moins favorisées lorsque  $x$  diminue. Concernant les produits de l'oxydation, on retrouve l'alumine  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , en phase cristalline  $\gamma$  pour nos températures de four (400–500°C), mais également l'hydroxyde d'aluminium  $\text{AlO(OH)}$ , qui constitue en partie la matrice d'oxyde amorphe contenant les grains d'alumine. D'un point de vue optique, cet oxyde hydraté est responsable d'une bande d'absorption autour de  $\lambda = 3 \mu\text{m}$ , correspondant à la vibration d'une liaison O–H, et dont il faut tenir compte dans le dessin de source paramétrique dans le moyen IR [36, 119].

Les Éqs. 3.13, par leur apparente simplicité, masquent la réalité complexe du processus d'oxydation : elles ne font apparaître ni les étapes séquentielles du mécanisme réactionnel complet, ni les produits réactionnels intermédiaires. La première étape de la réaction globale, se déroulant dans les premiers nanomètres du front d'oxydation, est en effet régie par :

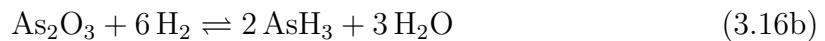


Lorsque l'oxyde se forme (sous forme amorphe), les atomes d'arsenic auxquels se substituent l'oxygène sont d'abord transformés en  $\text{As}_2\text{O}_3$ <sup>23</sup>. Ce dernier, instable pour les températures de 420–430°C typiquement atteintes dans notre four, est alors susceptible de se dégrader en As une fois le front d'oxydation passé, en réagissant préférentiellement avec l'hydrogène (en excès) ou bien avec les couches voisines riches en GaAs selon :



L'indésirable oxyde de gallium  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , évoqué en section 3.1.2, se forme notamment lors d'oxydations prolongées et/ou à des températures  $\geq 450^\circ\text{C}$  et présente une rugosité d'interface importante [78].

Dans le même temps, quelques grains d'oxyde cristallisent dans la matrice d'oxyde amorphe poreux, du fait de la haute température<sup>24</sup>. Des canaux de diffusion s'établissent alors entre le front d'oxydation et le bord gravé, et permettent d'extraire l'arsenic sous forme élémentaire As, volatil dans ces conditions de températures et de pression. Le bon déroulement de la réaction (son avancement et la qualité de l'oxyde) est alors conditionné par l'efficacité de l'extraction des produits arséniés volatils, parmi lesquels on peut trouver des traces d'arsine  $\text{AsH}_3$ , formée selon :



Bien qu'il ait été montré que plus de 90% des atomes d'arsenic initialement présents dans la couche oxydée sont évacués [120], des atomes résiduels d'arsenic ( $\text{As}^0$ ) peuvent subsister au niveau des interfaces AlGaAs/AlOx. Cet excès d'arsenic, piégé dans la structure, diffuse dans les couches avoisinantes sur  $\sim 10 \text{ nm}$ <sup>25</sup> avec des conséquences sur leur cristallographie. Les réactions d' $\text{As}^0$  avec GaAs, et les défauts ponctuels cristallins (antisites d'arsenic  $\text{As}_{\text{Ga}}$ , lacunes de gallium  $\text{V}_{\text{Ga}}$  ou interstitiels  $\text{As}_i$  et  $\text{Ga}_i$ ) ainsi générés sont donnés par [89] :

23. Une étude plus poussée sur la distribution d'arsenic a également mis en évidence la formation d' $\text{As}_2\text{O}_5$  [120].

24. Si la cristallisation partielle occasionnée par ce « recuit » est trop importante, la structure est fragilisée par le désaccord de maille existant entre les différentes couches, et délamine.

25. cf. section 3.1.2.



**Impact des défauts cristallins** Ces défauts, et l'antisite d'arsenic  $\text{As}_{\text{Ga}}$  en particulier, sont bien connus pour être à l'origine de dégradations des propriétés électroniques et optiques de dispositifs possédant des interfaces  $\text{AlGaAs}/\text{AlOx}$  [121, 122]<sup>26</sup>. Ainsi à l'heure actuelle, les fortes densités d'états de surface générés par l'oxydation thermique humide ( $D_{\text{es}} \sim 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) empêchent la filière  $\text{AlGaAs}$  de tirer avantageusement parti de sa mobilité électronique élevée, et de sa structure électronique à grande bande interdite directe, afin de concurrencer la technologie CMOS-Silicium, pour laquelle les interfaces  $\text{Si}/\text{silice}$  ( $\text{SiO}_2$ ) sont de meilleure qualité ( $D_{\text{es}} < 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ).

Concernant la conception de dispositifs électroniques  $\text{GaAs}$  à effet de champ ayant recours à l' $\text{AlOx}$ , des mesures capacitives et de transport ont mis en évidence l'augmentation significative de la constante diélectrique, celle du courant de fuite, et la fixation partielle du niveau de Fermi (quasiment à mi-bande interdite) par des précipités d'arsenic amorphe au voisinage des interfaces [124, 125]. Ces études rapportent également la position des niveaux donneurs associés à ces défauts, avec une grande dispersion toutefois : entre 0.19 et 0.31 eV [125], et entre 0.3 et 0.6 eV [124] sous la bande de conduction du  $\text{GaAs}$ . Les longueurs d'ondes des photons correspondants à ces énergies sont alors comprises entre 0.93  $\mu\text{m}$  et 1.35  $\mu\text{m}$ .

D'un point de vue optique, l'oxydation sélective par voie latérale humide d'une couche d' $\text{AlAs}$  affecte la photoluminescence (PL) d'un puits quantique situé à proximité : pour une couche d' $\text{AlOx}$  épaisse de 50 nm, le signal d'un puits quantique placé à 25 nm de celle-ci est réduit de 90% ; il disparaît pour un puits placé à moins de 10 nm<sup>27</sup> [126]. L'absorption du signal provient alors de l'augmentation de la probabilité de recombinaison non radiative par les états de surface créés dans la bande interdite. En effet, des mesures de PL résolues en temps effectuées sur interface  $\text{GaAs}/\text{AlOx}$  ont mis en évidence une diminution d'un facteur 8.8 du temps de vie des porteurs se recombinant radiativement, en plus d'une réduction de 80% du signal de PL [127].

Nous observons donc plusieurs points communs entre les propriétés optiques de nos Structures A et B à faibles longueurs d'ondes, et plusieurs résultats de la littérature concernant les propriétés optoélectroniques d'interfaces  $\text{AlGaAs}/\text{AlOx}$ . Ce faisceau

26. Dans une hétérostructure  $\text{GaAs}/\text{AlOx}$ , le calcul des niveaux d'énergie des défauts de l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  exclut leur présence dans la bande interdite du semi-conducteur [123].

27. La dépendance de l'extinction avec la durée et la température de l'oxydation est par ailleurs cohérente avec la présence de défauts ponctuels dont la diffusivité est comparable à celle de l' $\text{As}^0$  dans le  $\text{GaAs}$ .

d'indices semble indiquer que de manière générale, les antisites d'arsenic  $\text{As}_{\text{Ga}}$  sont les défauts à l'origine des pertes par absorption dans nos dispositifs  $\text{AlGaAs}/\text{AlOx}$ . Ceux-ci sont associés à une certaine famille de défauts technologiques du  $\text{GaAs}$ <sup>28</sup>, appelée « EL2 » [128, 129], avec lesquels il existe des similitudes. Ils sont caractérisés par deux niveaux donneurs dans la bande interdite, responsables d'un point de vue optique d'une absorption entre 0.95 et 1.25  $\mu\text{m}$  ( $1.0\text{ eV} < \hbar\omega < 1.3\text{ eV}$ ) piquée à 1.17 eV ( $\lambda = 1.06\text{ }\mu\text{m}$ ).

### 3.3 Conclusions et perspectives

La mesure des pertes de propagation aux longueurs d'ondes de fonctionnement de deux types de sources paramétriques, et plus généralement sur une large gamme spectrale s'étendant du proche au moyen IR, a permis d'établir un lien entre les propriétés physico-chimiques de l' $\text{AlOx}$  et de ses interfaces avec l' $\text{AlGaAs}$ , et les pertes optiques.

Le bon accord d'un modèle de diffusion, adapté à notre cas multicouche et dont les paramètres ont été fournis par une étude MET d'échantillons de la Structure B, avec les données expérimentales pour  $\lambda > 1.1\text{ }\mu\text{m}$  nous a permis de confirmer que la diffusion des modes guidés par la rugosité des interfaces horizontales constitue la principale contribution aux pertes dans cette plage de longueurs d'ondes. Un nouveau régime a été mis en évidence pour  $\lambda < 1.1\text{ }\mu\text{m}$ , pour lequel les pertes sont plus élevées et leur évolution avec la longueur d'onde exponentielle. Un nouveau mécanisme d'absorption, en lien avec les produits arséniés mal évacués de la réaction d'oxydation, a alors été proposé. Une étude bibliographique sur l'origine et l'impact de défauts ponctuels sur les propriétés optoélectroniques d'interfaces  $\text{AlGaAs}/\text{AlOx}$  a alors permis de cibler l' $\text{As}_{\text{Ga}}$  en particulier comme possible source d'absorption : l'excès d'arsenic produit par la réaction d'oxydation thermique humide génère des états donneurs dans la bande interdite des matériaux semi-conducteurs adjacents, entraînant une absorption résiduelle à partir de  $E_g - 0.3\text{ eV}$  et  $E_g - 0.6\text{ eV}$  ( $\lambda \sim 1.1\text{ }\mu\text{m}$ ) respectivement pour la Structure B et A. La présence de ces défauts, indirectement mise en évidence à l'aide de mesures optiques, pourraient par la suite être confirmée par observation directe, grâce à la plate-forme de microscopie électronique avancée désormais disponible au laboratoire MPQ.

Pour l'heure, le niveau de pertes aux longueurs d'ondes de pompe constitue le principal facteur limitant l'efficacité de conversion de nos structures  $\text{AlGaAs}$  partiellement oxydées, malgré le travail d'optimisation des étapes de conception et de gravure dont ont déjà bénéficié ces guides d'ondes. Dans la suite, un développement technologique spécifique de l'étape d'oxydation est crucial pour espérer réduire encore les pertes. Les premiers résultats obtenus en collaboration avec le LAAS de Toulouse sont présentés au chapitre suivant. D'autres pistes existantes concernant de nouvelles géométries d'oxydation et des traitements post-oxydation y seront évoquées.

---

28. On suppose que l'extension à  $\text{AlGaAs}$  est également valable, au moins qualitativement.

## Chapitre 4

# Développements technologiques des guides d'ondes non linéaires

APRÈS le constat et l'état des lieux des chapitres précédents, nous présentons ici les résultats du travail de développement technologique effectué sur des échantillons de la Structure B (cf. Table 3.1), et visant à augmenter l'efficacité de nos sources paramétriques intégrées AlGaAs/AlOx. Pour cela, deux possibilités s'offrent à nous : 1) diminuer les pertes de propagation grâce à l'optimisation fine de l'étape d'oxydation, et 2) placer le milieu à gain paramétrique dans une cavité optique en déposant des miroirs sur les facettes des guides d'ondes.

En effet, pour les échantillons actuels, sans une diminution des pertes et en l'absence de cavité résonante, le seuil d'oscillation en régime continu ne peut être atteint dans la pratique<sup>1</sup>. Les objectifs que nous nous fixons ici, afin d'abaisser le seuil à une valeur  $\leq 100$  mW et ainsi le mettre à portée de diodes lasers déjà existantes dans le proche IR, est de réduire les pertes de propagation des trois modes (pompe, signal et complémentaire) en deçà de  $1 \text{ cm}^{-1}$  et de déposer des miroirs dont la réflectivité modale dépasse 90%. Toutefois, bien que ces efforts soient initialement motivés par la démonstration de nouveaux dispositifs intégrés tels qu'un OPO dans le proche et moyen IR, ou une source de lumière non classique aux longueurs d'ondes télécoms, leur portée est plus générale car ils concernent potentiellement tous les dispositifs optoélectroniques ayant recours à l'AlOx.

Les résultats des travaux menés sur le premier front ont été obtenus sur des guides d'ondes GaAs/AlOx que nous sommes allés oxyder dans la centrale technologique du LAAS de Toulouse, à l'aide du four d'oxydation thermique humide de pointe dont elle est équipée. Ils sont présentés en section 4.1, ainsi qu'un travail plus prospectif sur des traitements post-oxydation et sur de nouvelles géométries d'oxydation. La section 4.2 rassemble les résultats obtenus, en collaboration avec le LPN de Marcoussis, sur le second front. Ils concernent la technique de fabrication de miroirs dichroïques intégrés,

---

1. cf. section 3.1.1.

que nous avons développée pour nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx, et leur caractérisation optique. La section 4.3 conclut le chapitre et ouvre quelques perspectives pour le travail à venir.

## 4.1 Développement technologique de l'oxydation

À la suite de sa découverte en 1990, et grâce à ses propriétés de faible indice optique et d'isolation électrique, l'AlOx a rapidement été utilisé dans de nombreux dispositifs : en électronique avec les transistors à effet de champs [130], en optique avec les réflecteurs de Bragg à large bande interdite [131], ou en optoélectronique avec la possibilité de fabriquer des VCSELs monomode, à bas seuil, et haut rendement [132]. Malgré le manque de maturité de l'AlOx, certaines de ces applications ont pu tirer avantageusement profit de ce matériau, car leurs performances ne dépendent pas de façon critique de ses propriétés (indice de réfraction, épaisseur, composition. . .). C'est le cas des miroirs de Bragg à très fort contraste d'indice GaAs/AlOx, pour lesquels la bande interdite est si large que son centrage en longueur d'onde importe peu. Pour des applications « à fort confinement » en revanche, *i.e.* lorsque le recouvrement entre l'AlOx et les champs électriques et/ou les lignes de courant est important (guides d'ondes AlGaAs/AlOx, VCSELs monomode, transistors à effet de champ), le contrôle du procédé d'oxydation thermique humide et la qualité du matériau deviennent primordiaux.

### 4.1.1 Optimisation de l'oxydation avec contrôle *in situ*

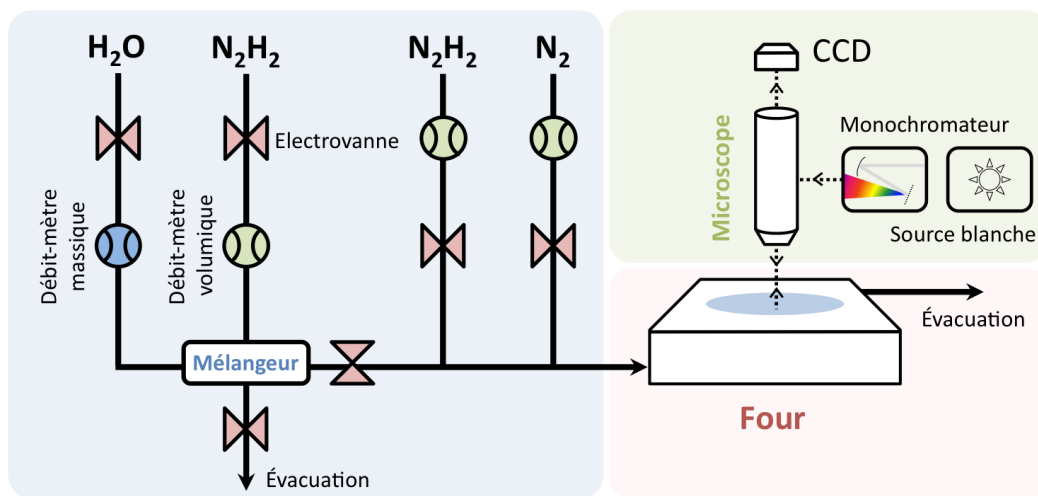
Afin de débloquent le développement de nos dispositifs, un travail spécifique sur l'étape d'oxydation thermique humide a été nécessaire pour optimiser la qualité des couches d'AlOx. Puisqu'aucun contrôle direct sur la rugosité ou la quantité de défauts cristallins n'existe, nous avons donc effectué une optimisation pointue des paramètres d'oxydation à l'aide d'un four équipé d'un système de contrôle *in situ*. En effet, le faible degré de maîtrise des paramètres du four d'oxydation disponible au laboratoire MPQ (température du four, temps d'oxydation, humidité de la vapeur), évoqué en section 2.1.3, nous a poussé à nous rapprocher du LAAS de Toulouse, équipé d'un tel four d'oxydation à l'état de l'art, afin de fabriquer des couches d'AlOx de qualité optique, compatibles avec l'obtention de l'oscillation paramétrique dans des guides d'ondes à très faibles pertes.

**Description du four d'oxydation** Fruit d'un développement technique effectué depuis plusieurs années par l'équipe PHOTO du LAAS [133], cet équipement de pointe est un outil remarquable pour l'optimisation de nos guides d'ondes AlGaAs. Un schéma de l'installation est donné en Fig. 4.1.

L'oxydation se déroule à des températures comprises entre 300 et 600°C, dans une enceinte où règne un vide partiel primaire de quelques centaines de millibars. Lors

des phases de chauffage et de refroidissement, la chambre d'oxydation est ventilée avec de l'azote sec, afin d'éviter toute oxydation parasite due à l'humidité de l'air ambiant. L'atmosphère humide est obtenue à partir d'eau liquide et d'azote hydrogéné  $N_2H_2$ , dont les débits massique et volumique sont réglés indépendamment. Ces fluides sont injectés dans une cellule d'évaporation et de mélange régulée à  $95^\circ C$ , permettant d'obtenir un mélange homogène pouvant par la suite être dilué, à l'aide d'une seconde ligne de  $N_2H_2$  au débit réglable. L'automatisation de l'ensemble et son interfaçage avec un PC permettent alors de mettre en œuvre aisément des séquences d'oxydation élaborées et de bénéficier de conditions d'oxydation réglables, stables et reproductibles d'un échantillon à l'autre.

À titre de comparaison, la chambre d'oxydation du four dont nous disposons au laboratoire *MPQ* est constituée d'un tube de quartz dans lequel les échantillons sont chargés et déchargés manuellement à l'aide d'un canne en quartz. L'atmosphère humide est quant à elle obtenue en faisant buller une ligne d'azote de débit réglable dans un ballon d'eau déminéralisée à  $70^\circ C$ . L'échantillon est placé directement dans le four chaud et son oxydation se déroule à pression ambiante lorsque le robinet réglant le débit d'azote est ouvert. Elle est stoppée en fermant le robinet puis l'échantillon est directement retiré du four.

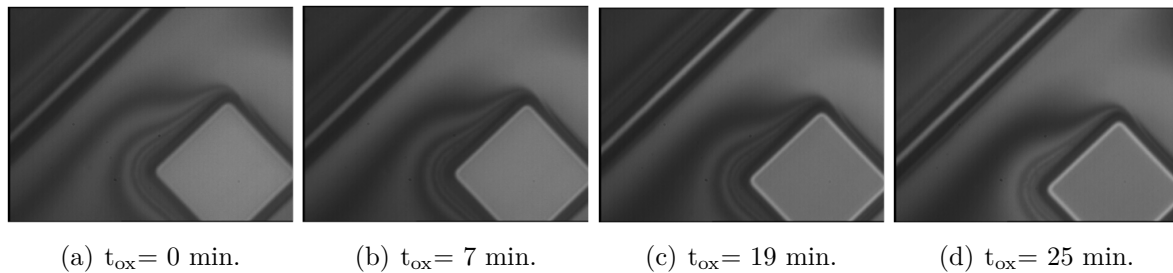


**Figure 4.1** – Schéma de l'installation du LAAS utilisée pour oxyder nos échantillons, d'après [133]. L'atmosphère humide est préparée (bloc bleu), puis injectée dans le four d'oxydation (bloc rouge) équipé du système optique de contrôle en temps réel (bloc vert).

**Description du système de suivi en temps réel** Afin de s'affranchir d'une lourde étape de calibration du four pour déterminer la durée de l'oxydation, un système de suivi optique en temps réel de l'avancement de la réaction nous permet de stopper le processus à l'instant précis où les fronts d'oxydation se rencontrent [90]. Pour cela,



l'échantillon à oxyder, placé sur un substrat Si en contact avec un suscepteur en graphite, se situe sous un hublot transparent au-dessus duquel se trouve un microscope optique. L'avancement du front d'oxydation peut alors être observé grâce à la différence de contraste entre les parties oxydée et non-oxydée, due à la modification du spectre de réflectivité de la structure multicouche induite par le changement d'indice des couches riches en aluminium après oxydation. Toutefois, puisque nos structures sont épaisses, cet effet n'est facilement observable qu'aux grandes longueurs d'ondes, en deçà du seuil d'absorption des matériaux (de l'ordre de  $1\text{ }\mu\text{m}$  pour le GaAs à  $400^\circ\text{C}$ ).



**Figure 4.2** – Séquence d'images prises au microscope optique dans le proche IR au cours d'une oxydation. Les couches oxydées, initialement absentes (à gauche) apparaissent en blanc et grandissent jusqu'à l'arrêt de l'oxydation (à droite).

Une séquence d'images typiques acquises au cours d'une oxydation, à longueur d'onde d'illumination fixe et à quatre instants différents, est donnée en Fig. 4.2. Les zones oxydées y apparaissent en blanc. La résolution du système, de l'ordre du micron<sup>2</sup>, ne suffisant pas à résoudre les fronts d'oxydation sur les guides étroits ( $\sim 3\text{--}4\text{ }\mu\text{m}$ ), l'avancement de l'oxydation est contrôlé à l'aide de *mesas* carrés ( $\sim 50\text{ }\mu\text{m}$ ) où les zones oxydées ressortent plus clairement.

**Résultats expérimentaux** La structure des routines, ainsi que les valeurs numériques des différents débits de gaz, que nous avons utilisées ont été optimisées par M. Condé au cours de son travail de doctorat [133] :

- l'atmosphère humide est préparée en régulant la température de la cellule de mélange, puis en l'alimentant successivement en  $\text{N}_2\text{H}_2$  ( $0.6\text{ L min}^{-1}$ ) et en eau,
- la chambre est chauffée jusqu'à  $100^\circ\text{C}$  sous un flux d'azote sec,
- le gaz humide est alors injecté dans la chambre en même temps que le gaz de dilution ( $1\text{ L min}^{-1}$ ) et la température continue d'augmenter jusqu'à atteindre la consigne (par rampes successives de pentes  $20^\circ\text{C/min}$ ,  $10^\circ\text{C/min}$  puis  $5^\circ\text{C/min}$ ),
- l'oxydation est stoppée en coupant l'injection de gaz humide,
- le chauffage de la chambre est coupé et celle-ci refroidit sous un flux d'azote sec.

---

2. Celle-ci est limitée par la grande distance de travail de l'objectif de microscope, fixée par la configuration du four, et la relativement faible ouverture numérique qui en résulte.

Le débit d'eau et la température du four sont donc les deux paramètres de l'espace des phases que nous avons fait varier pour étudier leur impact sur les pertes de propagation. Nous nous sommes également intéressés à l'effet d'une désoxydation à base d'acide chlorhydrique (HCl) (gravure de 30" dans une solution HCl:H<sub>2</sub>O à 1:10) et d'un recuit thermique rapide des échantillons, réalisés respectivement avant et après oxydation.

La Table 4.1 contient les paramètres d'oxydation de la première des deux séries de tests effectuées. Pour cette série, deux morceaux de plaque, gravés à deux dates différentes, ont été nécessaires pour fabriquer les huit échantillons testés : les échantillons **A**, **B**, **C**, **D** et **E** constituent le premier lot, les échantillons **F**, **G** et **H** le second. Pour chaque échantillon, la mesure des pertes optiques du mode TE<sub>00</sub> autour de 1.55  $\mu\text{m}$ <sup>3</sup> nous a ensuite permis d'évaluer indirectement la qualité des couches d'oxyde formées, quantifiée par l'étude statistique des données obtenues sur une vingtaine de guides d'ondes, et résumée par  $\bar{\alpha}$  la valeur moyenne des pertes,  $\sigma_\alpha$  l'écart-type de la distribution et  $\alpha_{\min}$  la valeur minimale mesurée, également données en Table 4.1.

<i>Échantillon</i>	<b>A</b>	<b>B</b>	<b>C</b>	<b>D*</b>	<b>E</b>	<b>F</b>	<b>G</b>	<b>H</b>
<i>Désoxydation</i>	oui	oui	oui	oui	non	non	non	oui
$T_{\text{four}}$ [°C]	380	400	400	420	420	400	400	400
$D_{\text{eau}}$ [g h <sup>-1</sup> ]	4	4	4	4	4	4	10	10
$\bar{\alpha}$ [cm <sup>-1</sup> ]	2.78	2.29	1.32	1.83	1.24	1.00	1.14	1.11
$\sigma_\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]	0.90	0.87	0.45	0.57	0.47	0.30	0.33	0.23
$\alpha_{\min}$ [cm <sup>-1</sup> ]	1.46	1.15	0.65	0.97	0.70	0.61	0.76	0.81

**Table 4.1** – Tableau récapitulatif des conditions d'oxydation et des pertes mesurées sur les échantillons de la première série de tests.

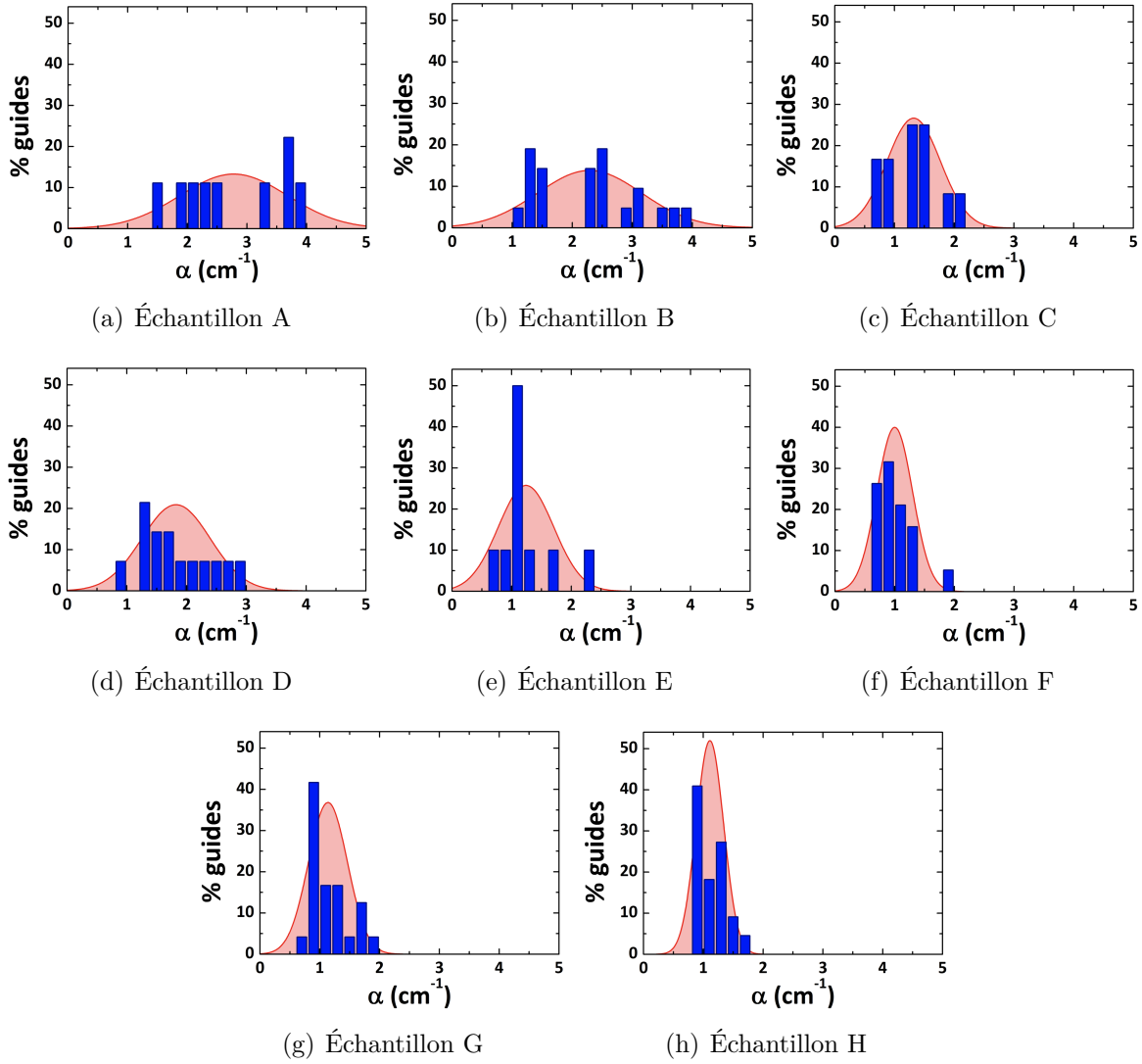
\* vapeur d'eau injectée à 420°C.

Une représentation graphique, plus parlante, des résultats de mesure de pertes est fournie en Fig. 4.3, où nous avons superposé les histogrammes de chaque échantillon avec les distributions normales correspondantes :

$$\mathcal{N}(\bar{\alpha}, \sigma_\alpha) \propto \frac{1}{\sigma_\alpha} \times \exp \left[ -\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{2\sigma_\alpha^2} \right] \quad (4.1)$$

L'interprétation de ces résultats se fait en comparant des échantillons ne différant que d'un seul paramètre, toutes choses égales par ailleurs :

3. Le choix de cette longueur d'onde est purement pratique.



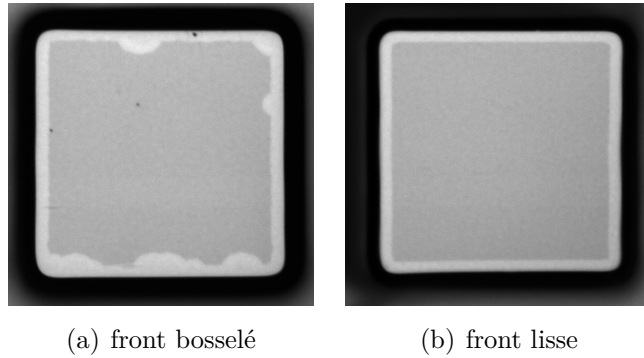
**Figure 4.3** – Histogrammes de pertes pour les échantillons de la première série de tests. Chaque résultat expérimental (en bleu) est représenté avec la distribution normale correspondante (en rouge).

- **Désoxydation HCl** : lorsque l'on compare les valeurs de  $\bar{\alpha}$ ,  $\sigma_{\alpha}$  et  $\alpha_{\min}$  pour les échantillons **B-C**<sup>4</sup> et **F**, on observe une dégradation plus ou moins importante de la qualité des guides d'ondes lorsque les échantillons ont été désoxydés préalablement à leur enfournement. Le même effet s'observe uniquement sur  $\alpha_{\min}$  (avec des valeurs de  $\bar{\alpha}$  et  $\sigma_{\alpha}$  comparables) avec les échantillons **G** et **H**. Après observation au microscope optique des fronts d'oxydation sur les *mesas* de contrôle, nous attribuons cet effet à la suroxydation due à l'inhomogénéité de la vitesse d'oxy-

4. Ces échantillons sont identiques – même plaque, même gravure et mêmes conditions d'oxydation. La différence significative de qualité observée souligne le manque d'uniformité de la gravure chimique.

dation le long du guide, visible en Fig. 4.4a. Il n'est cependant pas systématique, comme l'illustre la Fig. 4.4b.

- **Température du four** : en comparant les caractéristiques des échantillons **A**, **B**, **C**, **D** et **E** on constate que, modulo l'effet de la désoxydation HCl et de l'injection de la vapeur d'eau à haute température, les échantillons semblent être de meilleure qualité lorsque la température du four augmente, confirmant la tendance déjà observée par E. Guillotel [41] et évoquée en section 2.1.3. La confrontation des échantillons **E** et **F**, gravés à deux dates différentes et pour lesquels on observe la tendance inverse, souligne toutefois le fait que la qualité de la gravure reste critique.
- **Débit d'eau** : l'effet de l'augmentation du débit d'eau sur  $\bar{\alpha}$  et  $\sigma_{\alpha}$ , pour les échantillons **F** et **G**, est très faible. Bien que  $\alpha_{\min}$  augmente légèrement avec le débit, la tendance n'est pas assez franche pour que le test soit probant.



**Figure 4.4** – Effet de la désoxydation HCl sur le front d'oxydation. Les clichés, pris au microscope optique, correspondent à deux *mesas* de l'échantillon **A**. La bordure claire correspond à la zone oxydée.

Aucun jeu de paramètre ne se détache clairement de ces tests. Cependant, grâce à un meilleur contrôle des paramètres d'oxydation et au suivi en temps réel de l'avancement des fronts d'oxydation, nous avons de façon déterministe reproduit et même amélioré l'état de l'art disponible jusqu'ici. En effet, alors que la qualité des échantillons **C**, **E**, **G** et **H**, pour lesquels  $1.0 \text{ cm}^{-1} \leq \bar{\alpha} \leq 1.5 \text{ cm}^{-1}$  et  $0.7 \text{ cm}^{-1} \leq \alpha_{\min} \leq 1.0 \text{ cm}^{-1}$ , est comparable avec celle typiquement obtenue avec le four du laboratoire MPQ, l'échantillon **F** présente une légère amélioration en terme de pertes moyenne et minimale, avec une bonne homogénéité sur la barrette. Les échantillons **D**, **B** et **A** en revanche sont de qualité moindre. La désoxydation qu'ils ont en commun est donc à éviter, de même que l'injection de la vapeur d'eau à haute température<sup>5</sup>.

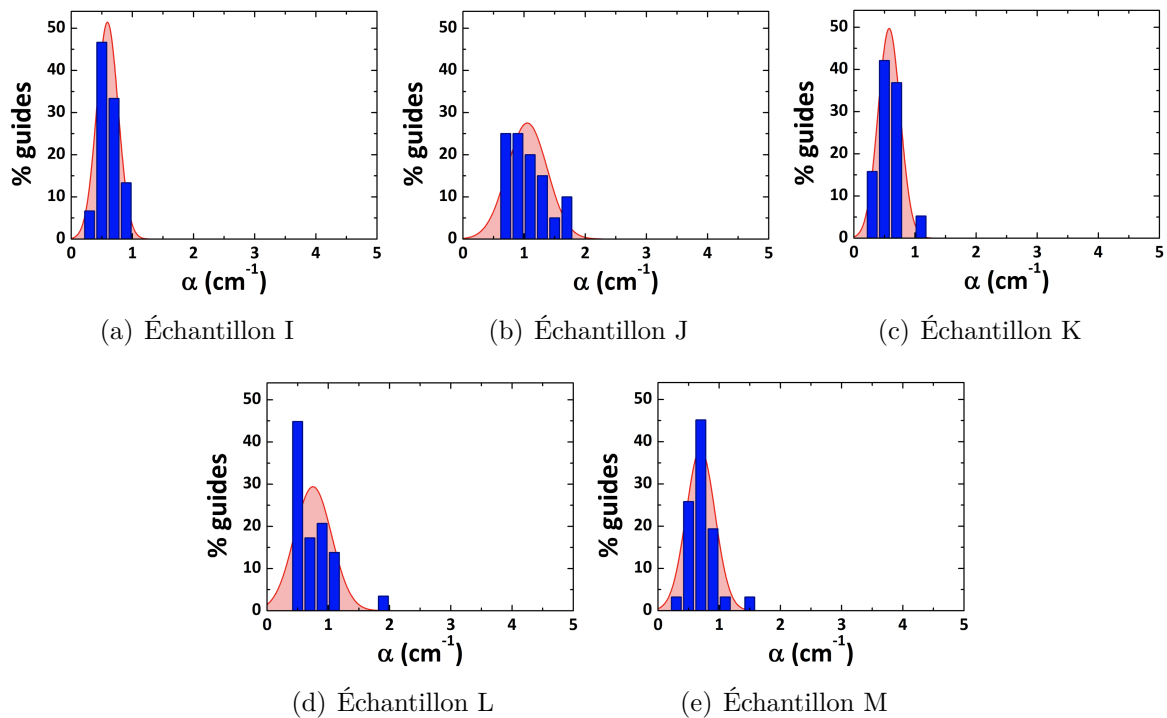
5. La diffusion des espèces oxydantes dans les couches riches en aluminium est entravée par le recuit que subit l'échantillon avant oxydation [133].

La routine d'oxydation de l'échantillon **F** a alors servi de base pour la seconde série de tests, dont les résultats bruts sont donnés en Table 4.2, et les histogrammes en Fig. 4.5.

Échantillon	I	J	K	L	M**
$T_{\text{four}} [^{\circ}\text{C}]$	420	420	450	450	450
$D_{\text{eau}} [\text{g h}^{-1}]$	4	4	4	1	4
Recuit 30"	–	600°C	–	–	–
$\bar{\alpha} [\text{cm}^{-1}]$	0.59	1.05	0.58	0.75	0.70
$\sigma_{\alpha} [\text{cm}^{-1}]$	0.18	0.33	0.18	0.31	0.24
$\alpha_{\text{min}} [\text{cm}^{-1}]$	0.37	0.62	0.31	0.40	0.32

**Table 4.2** – Tableau récapitulatif des conditions d'oxydation et des pertes mesurées sur les échantillons de la seconde série de tests.

\*\* débit de gaz porteur  $\text{N}_2\text{H}_2$  à  $5 \text{ L min}^{-1}$



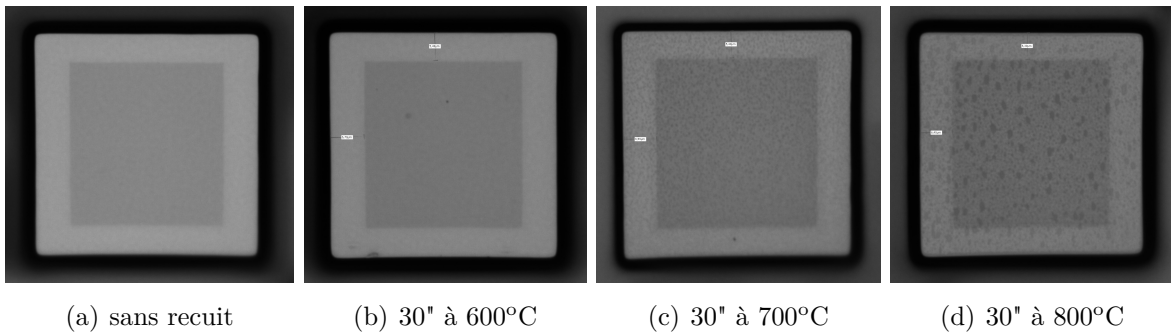
**Figure 4.5** – Histogrammes de pertes pour les échantillons de la seconde série de tests. Chaque résultat expérimental (en bleu) est représenté avec la distribution normale correspondante (en rouge).

Dans cette série, nous avons souhaité augmenter la température du four jusqu'à

450°C<sup>6</sup>. La vapeur d'eau étant injectée dans la chambre dès 100°C, nous avons dû accélérer la phase de chauffage, avec des rampes successives de pentes 40 °C/min, 20 °C/min puis 10 °C/min, pour éviter que les guides ne soient complètement oxydés avant d'atteindre la consigne finale. Un test préliminaire de recuit thermique rapide (RTA) sous azote a également été mené.

Par rapport à l'échantillon **E**, l'échantillon **I** a des pertes divisées par  $\sim 2$ . Cet écart significatif peut être attribué à 1) une meilleure gravure, et 2) l'incertitude qui subsiste sur l'instant précis de coalescence des fronts d'oxydation. L'impact de la température est quant à lui observé en comparant les échantillons **I** et **K**. Là encore, la tendance est très légère : nous constatons une infime amélioration de  $\alpha_{\min}$ . Comme le montre la dégradation de l'échantillon **L**, comparé à l'échantillon **K**, une diminution du débit massique d'eau n'est pas bénéfique. De même, l'augmentation du débit de gaz porteur  $N_2H_2$  a visiblement un effet néfaste sur les pertes de l'échantillon **M**.

Les RTAs ont été effectués sur trois échantillons oxydés en même temps que l'échantillon **I**, à 600, 700 et 800°C pendant 30". Après caractérisation optique, nous avons constaté que seul l'échantillon **J** recuit à 600°C guidait encore le mode fondamental, les autres échantillons recuits à plus haute température étant inexploitable (modes déformés et faible transmission). La comparaison des pertes de l'échantillon **J** avec l'échantillon de référence **I** suggère alors une nette dégradation des guides d'ondes après recuit, confirmée par les observations de la surface des échantillons au microscope optique, données en Fig. 4.6.



**Figure 4.6** – Effet du procédé RTA sur les échantillons. Le mouchetage visible à la surface des *mesas*, pour les températures supérieures à 630°C, témoigne de la dégradation des échantillons.

Lors des recuits à des températures supérieures à 630°C, la température d'évaporation congruente du GaAs, l'arsenic est plus volatil que le gallium et la surface peut se décomposer. Les échantillons ont donc été placés dans le four tête-bêche avec un substrat de GaAs afin d'obtenir à la surface des échantillons une surpression locale

6. Au-delà de cette température, la cinétique de l'oxydation change – le régime diffusif prend le pas sur le régime réactif linéaire – et la formation de  $Ga_2O_3$  est favorisée.

d'arsenic, et ainsi éviter toute désorption des atomes As de surface. Néanmoins, cette précaution s'est avérée inefficace comme l'atteste le mouchetage de gouttelettes de gallium, dont la taille et la densité augmentent avec la température de recuit, visible en Figs. 4.6c et 4.6d, rendant cet essai préliminaire non concluant.

Grâce à ce travail d'optimisation de l'oxydation, nous avons pu identifier plus sûrement les paramètres influant sur les pertes de propagation de nos guides d'ondes. De plus, les échantillons de cette seconde série ayant bénéficié à la fois du bon contrôle des paramètres d'oxydation et d'une gravure chimique optimale, leur qualité s'est nettement améliorée pour devenir supérieure à celle des échantillons fabriqués au laboratoire MPQ. Si les ingrédients d'une bonne « recette » d'oxydation sont maintenant connus (pas de désoxydation, température de four maximale, débits d'eau et de gaz nominaux), la question du recuit n'est toutefois pas tranchée.

### 4.1.2 Vers de nouvelles géométries d'oxydation

Après l'optimisation du processus d'oxydation, et malgré l'amélioration des pertes dans le moyen IR, les pertes de nos échantillons dans le proche IR restent problématiques. En effet, des mesures (non exhaustives) de pertes à  $1\text{ }\mu\text{m}$  effectuées sur l'échantillon **F** oxydé au LAAS ont révélé, à faible longueur d'ondes, une augmentation de pertes comparable à celle observée sur les échantillons oxydés au laboratoire MPQ (cf. section 3.2.2). La question se pose donc de savoir quelles sont les marges de manœuvre restantes pour continuer à améliorer la qualité de l'oxyde et diminuer encore les pertes. Pour cela, nous avons envisagé trois pistes de travail : 1) l'utilisation de traitements post-oxydation, 2) la modification des procédures actuelles de fabrication et d'oxydation des échantillons, et 3) plus en amont, l'optimisation de la structure épitaxiale.

**Traitements post-oxydation** L'objectif principal est ici de réduire les pertes d'absorption dans le proche IR, pour lesquelles le travail précédent reste inopérant. Deux sortes de traitements sont alors proposées : le recuit thermique sous azote et l'hydrogénation.

Le premier, à haute température ( $> 500^\circ\text{C}$ ), a pour but de restaurer la cristallinité des matériaux voisins des couches d'oxyde, en faisant diffuser vers la surface d'éventuels produits arséniés piégés dans la structure, ainsi que les défauts cristallins mentionnés en section 3.2.3. À basse température ( $300$  à  $500^\circ\text{C}$ ) en revanche, il permet de décomposer l'hydroxyde d'aluminium  $\text{AlO}(\text{OH})$ <sup>7</sup>, responsable d'une bande d'absorption autour de  $3\text{ }\mu\text{m}$ , en alumine [36, 119]. Le choix de la température et du temps de recuit seront importants : un recuit à haute température trop long entraînerait la cristallisation d'une grande proportion de l'oxyde amorphe en alumine  $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ , et la délamination de la structure. Ainsi le premier type de recuit sera rapide ( $\sim 1$  min et moins, comme

---

7. cf. Éq. 3.13b.

pour les RTAs déjà évoqués) et le second plus long ( $\sim 1$  h).

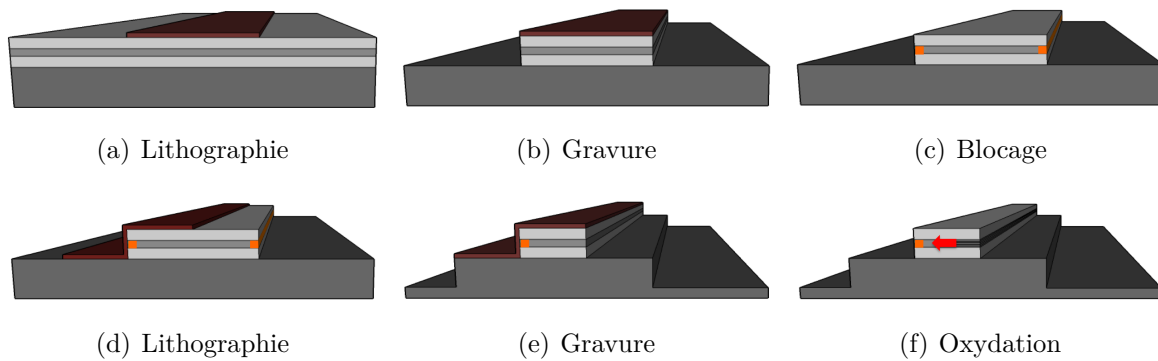
L'hydrogénation exploite le rôle central que joue l'hydrogène dans la réaction d'oxydation ; elle consiste à exposer l'échantillon à un plasma d'ions hydrogène afin de faciliter l'évacuation des produits arséniés (As et  $\text{As}_2\text{O}_3$ ) sous forme d'arsine ( $\text{AsH}_3$ ) plus volatile, selon la réaction décrite par l'Éq. 3.16. Il a par exemple été montré qu'un tel traitement avant oxydation permettait d'accélérer la cinétique de la réaction de plus d'un ordre de grandeur [134]. Des mesures de spectroscopie Auger et de PL ont quant à elles démontré l'efficacité de l'hydrogénation pour passiver les défauts présents aux interfaces entre l'AlGaAs et son oxyde natif, sans altérer la couche d'oxyde, grâce à l'extraction de l'excès d'As sous forme d' $\text{AsH}_3$  [135]. Le résultat de ce procédé est de plus stable dans le temps (au moins pour un stockage de deux ans à température et pression ambiantes), mais disparaît pour des recuits thermiques au-delà de  $200^\circ\text{C}$  [136]. Concernant les défauts d'une couche d'(Al)GaAs placée à proximité d'une couche d' $\text{AlOx}$ , Shi *et al.* ont montré qu'après hydrogénation, un recouvrement partiel de près de 70% de la PL initiale d'un puits quantique placé à proximité d'une couche oxydée est possible [126]. Cette capacité de réduire la densité d'états de surface en passivant les défauts profonds est particulièrement intéressante pour améliorer les performances de nos dispositifs multicouches pour lesquels le rapport surface/volume est élevé.

**Nouvelles procédures d'oxydation** En se basant sur l'expertise et le savoir-faire acquis par l'équipe *DON* au fil des années, nous nous sommes également interrogés sur la pertinence de nouvelles configurations d'oxydation intégrant les derniers développements technologiques (en matière de gravure et d'oxydation), que nous avons testées dans la centrale technologique du *LAAS*. Deux considérations sont à l'origine de cette réflexion : 1) la composition chimique et la morphologie de l'oxyde au niveau du front d'oxydation n'est pas la même que celle du reste de la couche [100], et 2) les contraintes mécaniques générées par la contraction des couches oxydées sont plus importantes à la confluence des fronts d'oxydation contra-propageants que dans le reste de la structure [137]. La zone de coalescence, où sont situés les maxima des champs électromagnétique guidés, est donc particulièrement sensible dans nos guides d'ondes, car de nombreux défauts et/ou inhomogénéités sont susceptibles de s'y trouver, affectant les performances de nos dispositifs.

Afin d'obtenir des couches d'oxyde plus homogènes et de s'affranchir de la contrainte du temps concernant l'arrêt de l'oxydation, nous avons mis en place une procédure d'oxydation alternative, schématisée en Fig. 4.7, qui consiste à oxyder les couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  unidirectionnellement à partir d'un seul des flancs gravés. Nous nous basons pour cela sur un procédé de blocage de l'oxydation, utilisé dans la fabrication de VCSELs à diaphragme d'oxyde, qui consiste à former par RTA un « bouchon » d'oxyde dense peu épais au niveau des flancs des couches riches en aluminium, empêchant la diffusion des espèces oxydantes [138].

Pour bénéficier d'un alignement de précision entre les motifs de la seconde lithographie et ceux de la première (décalage et parallélisme), les rubans ont directement été

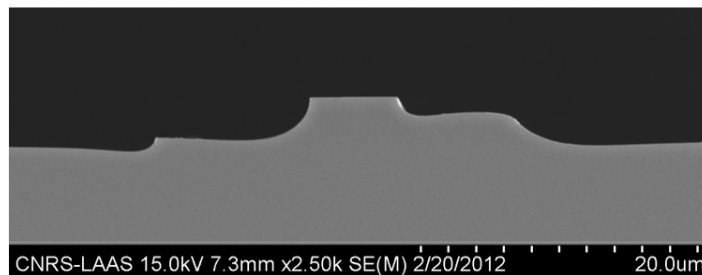




**Figure 4.7** – Étapes de fabrication de guides d'ondes à oxydation unidirectionnelle.

inscrits dans la résine à l'aide d'un masqueur laser à la résolution submicronique. Les étapes de gravure et d'oxydation sont quant à elles identiques à celles utilisées jusque là, et les flancs des couches riches en aluminium sont scellés par RTA (1 min à 600°C sous 1 bar d'O<sub>2</sub>).

La technique de double gravure avec alignement au masqueur laser a d'abord été validée sur une plaque de GaAs. Sur le profil obtenu, donné en Fig. 4.8, l'asymétrie du guide d'ondes provient du manque de reproductibilité de la gravure chimique utilisée.



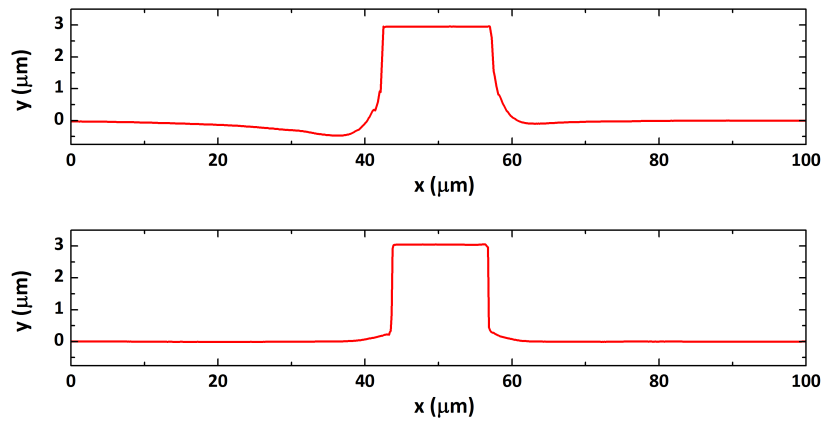
**Figure 4.8** – Image MEB de la facette d'un guide morphologique GaAs obtenu par gravure successive de deux *mesas* décalés.

Dans un second temps, la fabrication de deux échantillons de ce type a été lancée pour la Structure B : le premier échantillon recevant une gravure humide au dichromate de potassium<sup>8</sup> et le second une gravure sèche par plasmas de haute densité (ICP-RIE). Les profils transverses obtenus après la gravure du premier *mesa* sont donnés en Fig. 4.9 pour les deux cas.

Nous constatons que contrairement au cas de la gravure chimique, les flancs du ruban gravé par ICP-RIE sont verticaux et sans aucune tranchée à la base du motif, indiquant que la recette de gravure sèche mise en œuvre semble optimale<sup>9</sup>. La

8. cf. section 2.1.2.

9. Nous ne nous intéressons pas, pour l'instant, à la rugosité des flancs.



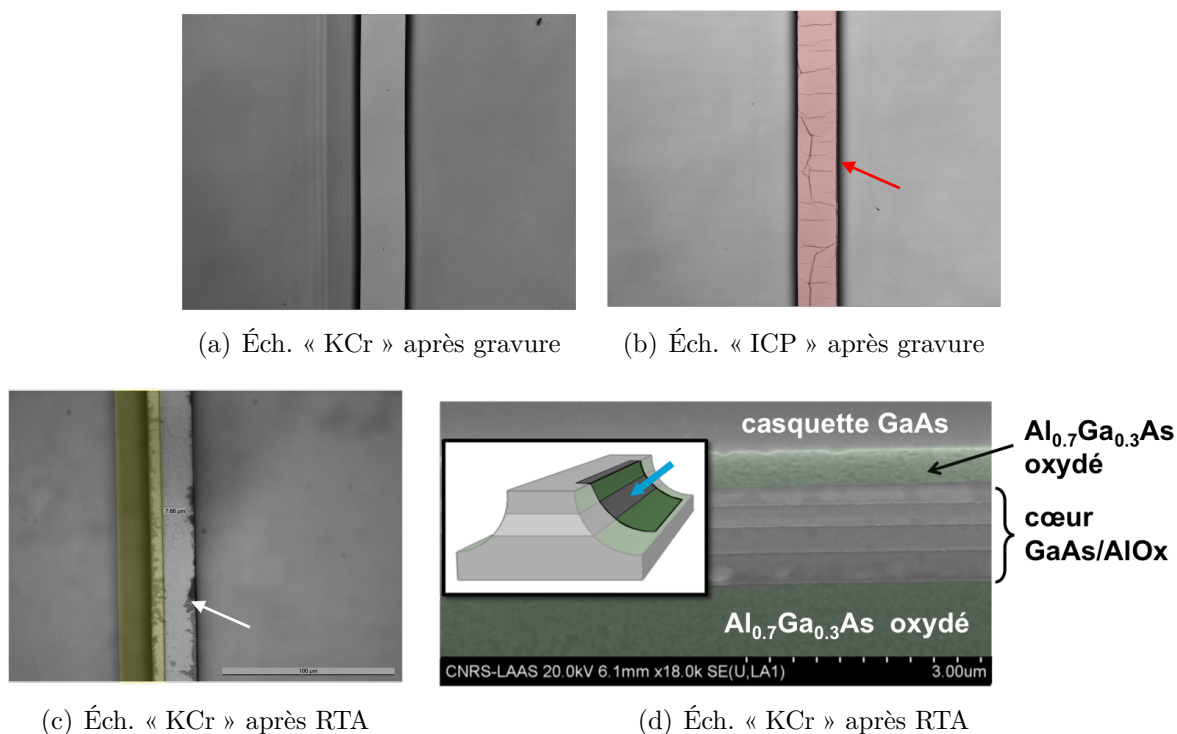
**Figure 4.9** – Profils transverses du premier *mesa* après gravure humide « KCr » (en haut) et gravure sèche « ICP » (en bas).

profondeur de gravure est quant à elle finement ajustée grâce au dispositif de suivi interférométrique équipant le bâti de gravure.

Après la première gravure, la propreté de l'échantillon étant un critère important pour le bon déroulement des étapes, nous avons contrôlé la surface des deux échantillons, dont les vues de dessus sont données en Figs. 4.10a et 4.10a. Alors que pour la gravure chimique on retrouve l'excellent état de surface déjà mentionné en section 2.1.2, on observe une croûte de résine brûlée à la surface de l'échantillon gravé par ICP-RIE (surlignée en rouge). Dans la suite du processus, et comme l'illustre la Fig. 4.10c (flèche blanche), le recuit thermique de blocage a dégradé l'état de surface de l'échantillon « KCr », et *a fortiori* celui de l'échantillon « ICP » (pas montré ici). Lors de la seconde gravure enfin, nous avons constaté la disparition des pistes de résine déposées sur l'échantillon. En effet, bien que visible en Fig. 4.10c après la seconde lithographie (surlignée en jaune), la résine n'adhère que très peu sur l'oxyde présent à la surface de l'échantillon<sup>10</sup> visible en Fig. 4.10d (surligné en vert).

Au cours de ce travail préliminaire, la multiplication des étapes délicates (recuit, alignement, double gravure...) nécessaires pour ce procédé de fabrication innovant et ambitieux ne nous a pas permis d'obtenir des échantillons fonctionnels. Toutefois, cette tentative s'est avérée instructive : nous avons validé la méthode de double gravure avec alignement au masqueur laser, identifié l'étape sensible du recuit de blocage, et nous avons pu montrer la pertinence de la gravure ICP-RIE, mal maîtrisée jusqu'ici sur nos échantillons et dont le développement spécifique est envisagé pour la suite. En effet, les flancs curvilignes formés par gravure humide représentent un inconvénient pour nos guides d'ondes multicouches contenant plusieurs barrières d' $\text{AlOx}$ , dans la mesure où la largeur d'une couche, et donc le temps nécessaire pour compléter son oxydation,

10. Du fait de la température de recuit élevée, l' $\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{30}\text{As}$  constituant les gaines du guide d'ondes a également été oxydé en surface.

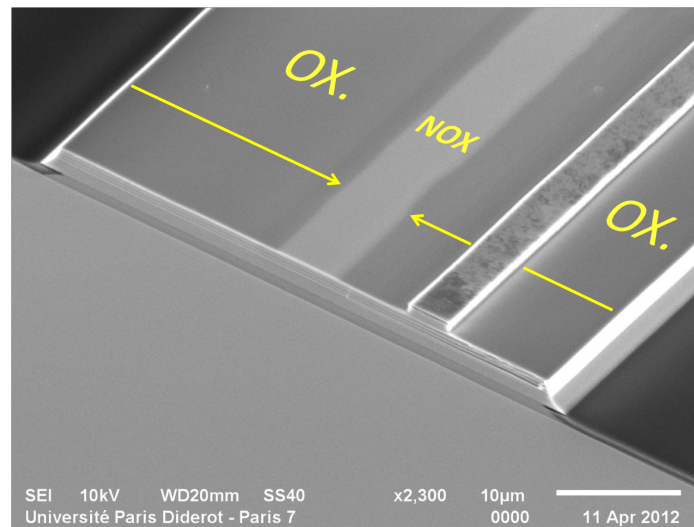


**Figure 4.10** – Clichés de microscopie optique de la surface des échantillons (a–c) et cliché MEB du flanc de l'échantillon « KCr » (d).

dépend de sa hauteur dans la structure. Dans la Structure B par exemple, la plus profonde des couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  est typiquement 10 à 15% plus large que la couche supérieure, la situation étant encore plus critique dans la Structure A, comme illustré en Fig. 2.8. La solution envisagée pour éviter la sur-oxydation des couches supérieures consiste alors à graver les rubans par ICP-RIE afin de contrôler précisément les dimensions de leur profil transverse, puis à lisser les flancs rugueux avec une gravure humide limitée par diffusion, à l'aide de la solution  $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$  (80:4:1) par exemple [23].

L'autre alternative que nous avons étudiée consiste à revenir à une structure guidante à double *mesa* pour laquelle la gravure servant au confinement latéral optique est découplée de celle servant à accéder aux couches enterrées à oxyder. Toujours afin d'éviter le recouvrement des modes optiques avec la zone de coalescence, le ruban guidant est décalé vers un bord du *mesa* d'oxydation. Bien qu'historiquement abandonnée à cause des pertes de propagation élevées [37], nous avons souhaité vérifier si les améliorations techniques de ces dernières années concernant l'oxydation thermique humide permettaient aujourd'hui d'avoir des guides à faibles pertes ( $\alpha \leq 1 \text{ cm}^{-1}$  à  $1.55 \mu\text{m}$ ).

La structure épitaxiale de la plaque que nous avons utilisée pour fabriquer cet échantillon est toujours celle de la Structure B donnée en Table 3.1. Les guides consistent en des rubans de 3 à  $5 \mu\text{m}$  de large, hauts de  $0.9 \mu\text{m}$ , placés à  $8 \mu\text{m}$  du bord de *mesas*



**Figure 4.11** – Cliché MEB de la facette d'un guide d'ondes double *mesa*. Les zones oxydées apparaissent plus sombres.

larges de  $50\text{ }\mu\text{m}$  et hauts d'environ  $2\text{ }\mu\text{m}$ <sup>11</sup>. Un cliché MEB d'une facette clivée est montrée en Fig. 4.11. Les rubans étroits ont été gravés par ICP-RIE afin d'obtenir un profil rectangulaire de hauteur bien précise (seule la gaine supérieure doit être gravée). Notons que là encore, leur surface est visiblement dégradée par la gravure sèche. De plus la rugosité de leurs flancs due à la gravure sèche (non résolue avec le grossissement du cliché MEB), ne pose aucun problème, car le mode est enterré. La seconde gravure, plus profonde, a été réalisée chimiquement. Sa profondeur étant moins bien maîtrisée, nous constatons que la couche tampon d' $\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$  située entre la gaine inférieure et le substrat a été attaquée. L'échantillon a ensuite été oxydé à  $420^\circ\text{C}$  avec des débits de gaz porteur et d'eau valant respectivement  $0.6\text{ L min}^{-1}$  et  $4\text{ g h}^{-1}$ , pendant 1 h à compter de l'injection de la vapeur dans la chambre. Comme nous pouvons le voir en Fig. 4.11, la réaction a été stoppée avant la coalescence des fronts d'oxydation.

Les pertes optiques de cet échantillon, mesurées pour le mode  $\text{TE}_{00}$  autour de  $\lambda = 1.55\text{ }\mu\text{m}$  avec la méthode des franges Fabry-Perot, sont comprises entre 1 et  $2\text{ cm}^{-1}$ . Malgré le soin et l'amélioration des techniques de gravure et d'oxydation, nous constatons que ces valeurs restent supérieures à celles des guides ruban gravés profondément. Cette géométrie nécessitant d'oxyder plus profondément les couches d' $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ , elle demande en effet de faire un compromis entre réduction du temps d'oxydation (en augmentant la température) et préservation de la qualité des matériaux (les couches adjacentes s'oxydent à partir de  $450^\circ\text{C}$  et/ou pour des temps d'oxydation prolongés), résultant en un temps d'oxydation intrinsèquement supérieur à celui des guides rubans.

11. Ces dimensions optimisent le confinement latéral des modes optiques et leur « isolation » vis-à-vis des bords du *mesa*.

**Modifications de la structure épitaxiale** En amont de l'étape d'oxydation, les performances de nos dispositifs pourraient également bénéficier d'une modification de leur structure épitaxiale. En effet, comme l'a mis en évidence l'étude MET menée par E. Guillotel, les interfaces GaAs/AlOx sont de meilleure qualité que les interfaces  $\text{Al}_{0.70}\text{Ga}_{0.30}\text{As}/\text{AlOx}$ <sup>12</sup> ; les futures structures devront donc tenir compte des compositions des matériaux contigus à l'oxyde.

La qualité des interfaces avant oxydation peut également être améliorée en épitaxiant nos structures sur des substrats GaAs dont la surface est légèrement désorientée par rapport à l'axe cristallographique  $\langle 001 \rangle$  [139]. En effet, le choix de l'angle de désorientation et des conditions de croissance permet de finement contrôler la morphologie et la composition des interfaces.

Enfin, et de manière plus prospective, le problème des défauts cristallins ( $\text{As}_{\text{Ga}}$ ) présents dans les semi-conducteurs voisins de l'oxyde pourrait être contourné en insérant de fines barrières empêchant leur diffusion des couches d'AlOx vers celles d'AlGaAs. Il a en effet été montré que la croissance de 2 monocouches de phosphure de gallium (GaP) aux interfaces d'une structure AlGaAs/GaAs amorphe suffit à stopper la diffusion de l'excès d'As produit par la réaction d'oxydation sélective [140]. Par rapport à un échantillon de référence sans GaP, cette étude montre que la qualité des interfaces est alors significativement améliorée : les rugosités d'interfaces observées au MET à haute résolution sont réduites d'un facteur  $\sim 4.5$ , et la diminution de la densité d'états de surface permet au signal de PL de gagner 3 ordres de grandeur. Notons que la croissance de GaP sur GaAs étant légèrement désaccordée en maille ( $a = 5.45 \text{ \AA}$  contre  $5.65 \text{ \AA}$ ), l'épaisseur de la barrière en question ne doit pas excéder l'épaisseur critique d'environ  $10 \text{ \AA}$ , au-delà de laquelle des dislocations apparaissent. Pour s'affranchir de cette contrainte il est alors préférable d'utiliser l'alliage ternaire de phosphure de gallium et d'indium  $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}$  pour lequel la paramètre de maille est identique à celui du GaAs. Le signal de PL dans une structure AlAs/GaAs incluant de telles barrières d'épaisseur  $20 \text{ nm}$  se révèle être très stable pour des températures allant jusqu'à  $500^\circ\text{C}$  et des temps d'oxydation jusqu'à  $3 \text{ h}$ , et  $1$  à  $2$  ordres de grandeur supérieur à celui de la même structure incluant des barrières d' $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  [141]. Enfin, ce matériau, qui possède par ailleurs un indice optique intermédiaire entre l'AlAs et le GaAs [142], est très intéressant pour nos guides d'ondes, car sa contribution au  $\chi^{(2)}$  effectif est comparable à celle du GaAs, grâce à un coefficient de non linéarité quadratique  $d_{14} \approx 110 \text{ pm/V}$  [17].

L'intégration des conclusions de la thèse d'E. Guillotel, l'utilisation de GaInP dans de nouvelles structures épitaxiales, et le soin apporté à leur croissance sont autant de pistes d'amélioration pour nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx. Les perspectives qu'elles offrent, combinées aux nouvelles géométries d'oxydation et aux traitements post-oxydation que nous avons proposés renforcent l'idée que l'AlOx est un matériau très prometteur pour la photonique intégrée, et que son développement est un sujet à

12. Rugosité inférieure de 30% et oxydation résiduelle réduite – cf. section 3.1.2.

fort potentiel.

## 4.2 Optique non linéaire en cavité intégrée

Grâce aux progrès des techniques de micro et nano-fabrication, il est aujourd'hui possible de réaliser une grande variété de structures optiques confinantes, telles que les cavités Fabry-Perot, les résonateurs à modes de galerie ou à cristaux photoniques.

De manière générale, les cavités optiques intégrées jouent un rôle important dans nombre de dispositifs optoélectroniques semi-conducteurs (LEDs, VCSELs, lasers rubans...), en permettant de façonner leurs propriétés spatiale et spectrale afin d'améliorer leurs performances en termes de rendement, de seuil et de puissance. D'un point de vue fondamental, la fabrication de micro-cavités intégrées, confinant les champs optiques dans de faibles volumes, a également permis d'élargir le champ de l'électrodynamique quantique en cavité au domaine des semi-conducteurs, avec notamment l'étude du couplage fort lumière-matière<sup>13</sup> [143] et la réalisation de sources efficaces de photons uniques<sup>14</sup> [144] dans des dispositifs III-V.

Concernant l'optique non linéaire, du fait de l'exaltation des champs électromagnétiques à résonance, l'utilisation de ces cavités optiques a rapidement été envisagée pour augmenter l'efficacité de conversion de processus paramétriques, que ce soit :

- dans des guides d'ondes, où l'implémentation de miroirs de Bragg, transverses [145] ou longitudinaux<sup>15</sup> [21, 146], a permis d'augmenter la brillance et la finesse spectrale de sources de photons jumeaux générés par FP,
- dans des micro-disques, où le bon recouvrement spatial des modes de galerie et leurs résonances à haut facteur de qualité ont permis la démonstration de SHG efficace [147], ou
- dans des cristaux photoniques, où la diminution des volumes modaux dans des cavités à très haut facteur de qualité a permis l'observation de bistabilité optique, et de SHG à très basse puissance [148].

Au-delà de l'augmentation de l'efficacité de conversion, l'ajout d'une cavité résonante exerçant une rétroaction positive sur un milieu à gain paramétrique est indispensable pour atteindre le seuil d'oscillation paramétrique dans des OPOs tout intégrés<sup>16</sup>, ceux-ci présentant de nombreux avantages par rapport à leurs homologues macroscopiques développés jusqu'ici (compacité, seuil réduit, stabilité et robustesse accrues, faisceaux monomode et utilisation simplifiée). Concernant nos échantillons AlGaAs,

13. Entre les excitons d'un puits quantique et les modes photoniques de la cavité dans laquelle ce dernier est inséré par exemple.

14. En insérant une boîte quantique dans une cavité pour influencer la dynamique et la directivité de l'émission spontanée, et optimiser la collection des photons émis.

15. *i.e.* dans un OPO fonctionnant sous le seuil d'oscillation.

16. cf. section 1.1.3.



l'utilisation de matériaux III-V à bande interdite directe permettrait en outre leur intégration au sein d'architectures photoniques plus complexes avec une perspective de pompage électrique.

Ainsi, le second volet du développement technologique que nous avons entrepris, en collaboration avec X. Lafosse et L. Lanco du LPN, concerne la fabrication d'une cavité optique intégrée à des guides d'ondes GaAs/AlOx de la Structure B, en vue de la démonstration d'un OPO intégré émettant en régime continu dans le proche et moyen IR.

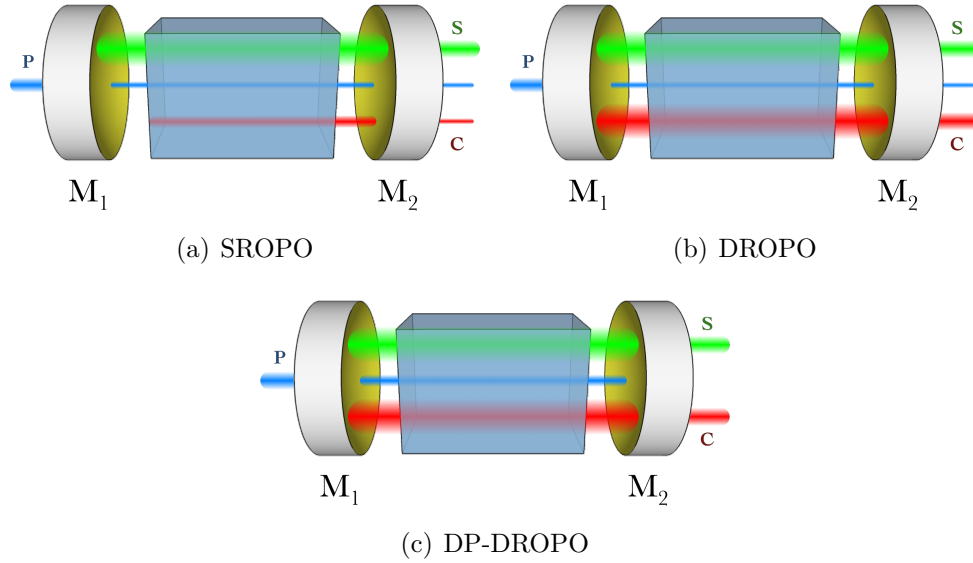
À l'heure actuelle, l'essentiel des travaux menés dans la filière AlGaAs consiste en des sources paramétriques à quasi-accord de phase pour lesquelles l'oscillation paramétrique a déjà été démontrée dans le moyen IR, à partir de cristaux de GaAs massifs en régimes pulsé [149, 150] et continu [151], et plus récemment en guide d'ondes intégré [25], avec des seuils élevés toutefois ( $\sim 6$  W de puissance crête en régime quasi-continu). Ces dispositifs ont en commun d'être conçus pour la conversion de fréquence descendante à partir d'une pompe à  $\lambda \sim 2 \mu\text{m}$  avec dégénérescence autour de  $4 \mu\text{m}$ , leur permettant de bénéficier de faibles pertes de propagation (de l'ordre de  $0.01 \text{ cm}^{-1}$  pour les cristaux massifs et de  $0.3$  à  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  pour les guides d'ondes). En effet, ce choix de longueurs d'ondes est principalement dicté par des considérations technologiques : il permet d'éviter la TPA dans le GaAs en régime pulsé, et aux domaines périodiques d'inversion cristalline d'être suffisamment grands pour que la croissance de l'AlGaAs soit réalisée avec très peu de défauts. En suivant ce même raisonnement, nous pourrions dans le futur envisager de concevoir un OPO largement accordable dans le moyen IR, à partir d'un système hybride composé d'un QCL de pompe vers  $4 \mu\text{m}$  et d'un guide d'ondes AlGaAs/AlOx avec dégénérescence vers  $8 \mu\text{m}$ . Alors que les sources utilisées pour pomper les dispositifs AlGaAs évoqués ci-dessus sont massives et encombrantes (OPOs et lasers dopés aux terres rares), ce dernier pourrait être plus facilement miniaturisé et constituerait une alternative aux QCLs à cavité étendue déjà existants [152].

#### 4.2.1 Choix de la configuration de cavité

Comme nous l'avons vu en section 1.2.3, les pertes de propagation jouent un rôle essentiel dans les processus non linéaires, affectant l'efficacité de conversion et la courbe d'accord de phase. Ceci est d'autant plus vrai lorsque l'on désire obtenir l'oscillation paramétrique dans un dispositif au modeste gain paramétrique. Pour la Structure B en particulier, un gain paramétrique  $G = 14\%$  serait obtenu avec  $100 \text{ mW}$  de pompe couplés dans un guide GaAs/AlOx long de  $3 \text{ mm}$  ; cela correspondrait à un coefficient de gain paramétrique  $g = 1.3 \text{ cm}^{-1}$  [38]. En dépit de ces performances prometteuses, nous avons vu que l'oxydation thermique humide générerait au mieux des pertes comprises entre  $0.5$  et  $1 \text{ cm}^{-1}$  pour les faisceaux signal et complémentaire, et de quelques  $\text{cm}^{-1}$  pour la pompe, soulignant l'importance critique de la qualité de la cavité optique. En

effet, pour un guide de 3 mm, les pertes des miroirs  $\alpha_M = -1/2L \ln(R_1 R_2)$  deviennent comparables aux pertes typiques de propagation  $\sim 1 \text{ cm}^{-1}$  pour une réflectivité de 74%.

Le premier point de ce travail a consisté à choisir la configuration de la cavité parmi les différentes possibilités existantes pour réaliser un OPO à partir d'un cristal  $\chi^{(2)}$ . On trouve principalement deux sortes d'OPO, schématisées en Fig. 4.12 : l'OPO simplement résonnant (SROPO) et le DROPO, selon que le faisceau signal résonne seul ou avec le faisceau complémentaire dans la cavité. Ces configurations symétriques peuvent par ailleurs être modifiées de telle sorte que la pompe soit également réfléchiée par les coupleurs de sortie  $M_2$ . Dans cette variante dite à double passage de pompe (DP), schématisée dans le cas du DROPO en Fig. 4.12c, les champs signal et complémentaire sont également amplifiés lors du trajet retour dans la cavité, à la différence de la configuration à simple passage, où le gain paramétrique est unidirectionnel<sup>17</sup>. Le seuil d'oscillation peut ainsi être réduit d'un facteur 2 à 4 selon la phase relative accumulée par les différents faisceaux à la réflexion au niveau de  $M_2$ <sup>18</sup> [153] ; cependant dans la pratique, les phases associées à chaque réflexion sont difficilement maîtrisables, car elles dépendent de la nature du miroir et des longueurs d'ondes de sortie de l'OPO.



**Figure 4.12** – Configurations usuelles de cavité OPO. Les miroirs d'entrée  $M_1$  et de sortie  $M_2$  sont tels que  $R_P \sim 0$ ,  $R_S \sim 1$  et  $R_C \sim 0$  pour le SROPO, et tels que  $R_P \sim 0$ ,  $R_S \sim 1$  et  $R_C \sim 1$  pour le DROPO. Le miroir  $M_2$  est modifié de sorte à avoir  $R_P \sim 1$  pour le DP-DROPO.

Pour chacune de ces cavités, l'oscillation apparaît dès que le gain paramétrique

17. L'impulsion étant conservée uniquement lorsque les champs en interaction sont co-propageants.

18. Les trois modes doivent, dans la mesure du possible, conserver leur relation de phase pour que le transfert d'énergie de la pompe vers le signal et le complémentaire soit monotone et efficace dans les deux directions de propagation.



compense les pertes optiques des champs résonnants. L'écriture de l'auto-cohérence des champs après un aller-retour, obtenue à partir du système d'équations couplées pris en régime stationnaire, permet ainsi d'établir deux conditions d'oscillation (en module et en phase). Ces équations aboutissent respectivement à la mise en évidence d'une puissance de seuil pour la pompe et à la discrétisation de l'ensemble des modes résonnants [52].

Dans le cas général du DROPO symétrique à simple passage de pompe, la puissance de pompe au seuil s'obtient alors en résolvant :

$$\cosh(G)_{\text{seuil}} = \frac{1 + R_s \exp(-\alpha_s L) R_c \exp(-\alpha_c L)}{R_s \exp(-\alpha_s L) + R_c \exp(-\alpha_c L)} \quad (4.2)$$

où le gain paramétrique  $G$  dépend de l'abscisse dans la cavité selon l'Éq. 1.36.

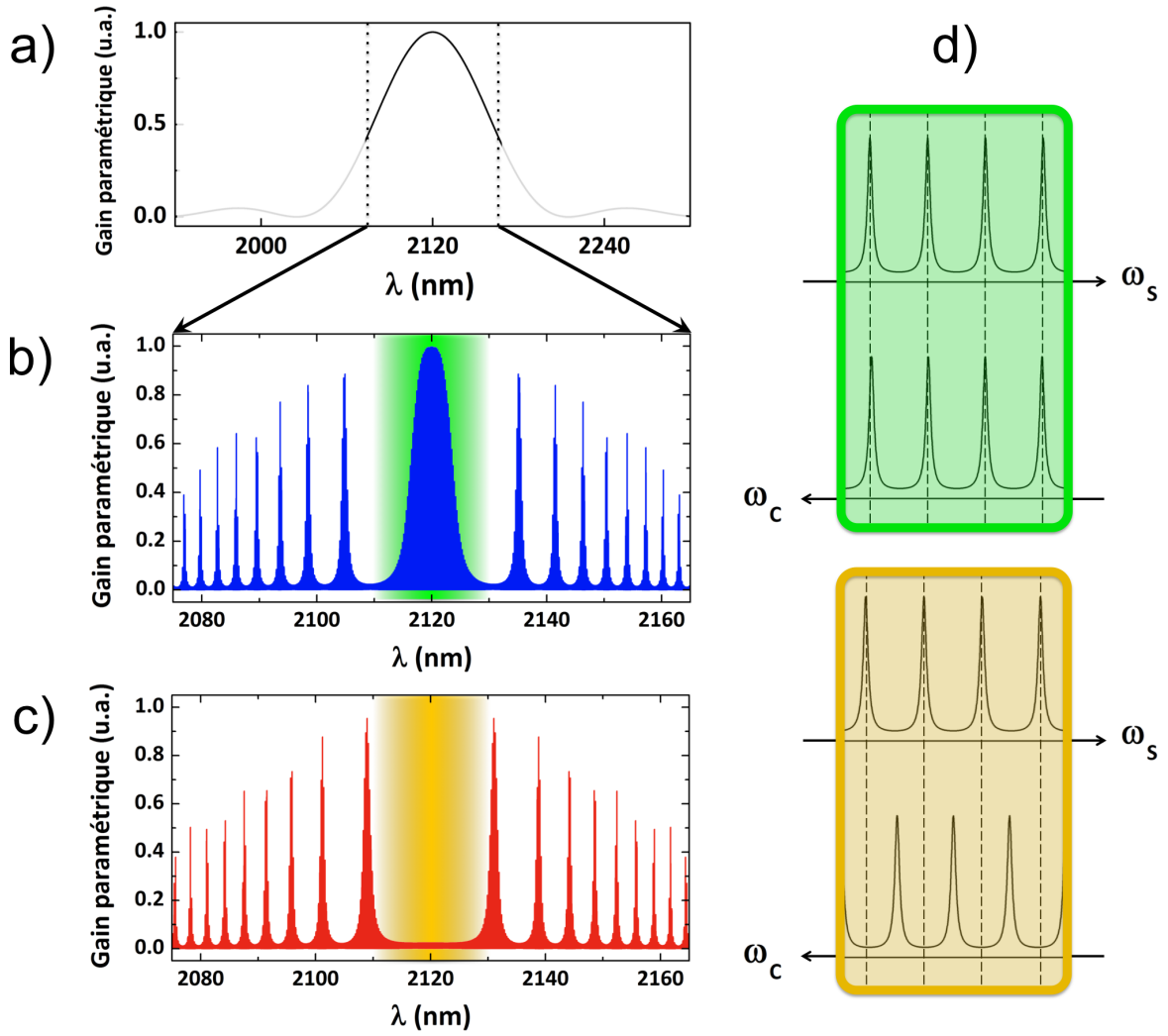
Du point de vue spectral, le filtrage par la cavité restreint les fréquences des modes signal et complémentaires à celles des modes longitudinaux de la cavité, données par  $\omega_i = m_i \pi c / L_i + \varphi_i c / L_i$  [154], où  $i = (S, C)$ , avec  $m_i$  un entier naturel,  $L_i = n_i^{\text{eff}} L$  la longueur optique de la cavité à la fréquence du faisceau considéré, et  $\varphi_i$  la phase accumulée à la réflexion.

Ainsi à fréquence de pompe donnée, l'oscillation sera supportée par les modes signal et complémentaire vérifiant la conservation de l'énergie  $\omega_p = \omega_s + \omega_c$  et minimisant le désaccord de phase. La conséquence de la double condition de résonance est illustrée en Fig. 4.13, à partir d'un diagramme de Giordmaine et Miller [155]. Ce diagramme représente les peignes fréquentiels des modes signal et complémentaire avec des directions d'axes opposées, de sorte que seuls les modes alignés selon une ligne verticale vérifient la conservation de l'énergie et sont susceptibles d'osciller<sup>19</sup>. Par ailleurs puisque les ISLs des modes de cavité varient avec la fréquence, un phénomène de battement apparaît lorsque l'on calcule le recouvrement des deux systèmes de résonances, mettant en évidence des ensembles de modes (ou *clusters*) pouvant osciller simultanément sous la courbe de gain.

L'échantillon correspondant à la Structure B traité dans cet exemple opère à dégénérescence afin de bénéficier d'un gain paramétrique maximal. En contrepartie, l'acceptance spectrale de la bande de gain est très importante (largeur à mi-hauteur : 90 nm) et beaucoup de modes peuvent osciller (ISL : 250 pm). Les enveloppes des cas limites du spectre d'émission sont donnés en Fig. 4.13, respectivement en bleu et rouge, selon que les peignes de fréquences sont en phase (bandes vertes) ou en opposition de phase (bandes oranges) au centre de la bande de gain ( $\Delta k = 0$ ).

La forte contrainte résultante de la condition de double résonance rend l'étude de l'accordabilité et de la stabilité spectrale d'un DROPO compliquée [157]. En effet, lorsque l'on fait varier un paramètre d'accordabilité (la longueur d'onde de pompe ou

19. Du fait de la finesse de la cavité cette condition n'est pas stricte, et deux modes ayant un recouvrement significatif peuvent quand même osciller, avec un seuil plus élevé toutefois [156]. Il en est de même si les deux modes qui coïncident ne se situent pas au maximum de la courbe de gain.



**Figure 4.13** – Illustration des caractéristiques spectrales d’un DROPO. Nous considérons ici une guide d’ondes de 3 mm de la Structure B, déjà caractérisé en Réf.[70], placé dans une cavité possédant une finesse  $\mathcal{F} = 10$ . a) Bande de gain paramétrique expérimentale ajustée par une fonction  $\text{sinc}^2$ ; b) Cas favorable où le maximum de la courbe de gain paramétrique coïncide avec un *cluster*; c) Cas défavorable; d) Diagrammes de Giordmaine et Miller à la dégénérescence.

température de l’échantillon dans notre cas), volontairement ou non, l’effet conjoint de la translation des peignes de fréquence et de l’évolution de la courbe de gain paramétrique génère des discontinuités plus ou moins importantes des fréquences émises : des sauts de modes au sein d’un *cluster*, voire d’un *cluster* à un autre.

Le passage à une configuration SROPO permet alors, en ne considérant qu’un seul peigne de fréquence, de s’affranchir de la double contrainte et de faciliter l’accordabilité de l’oscillation. Lorsque le champ complémentaire ne résonne pas, l’équation donnant la puissance de pompe au seuil est déduite de l’Éq. 4.2 en prenant le cas limite

$R_c \exp(-\alpha_c L) \rightarrow 0$  :

$$\cosh(G)_{\text{seuil}} = \frac{1}{R_s \exp(-\alpha_s L)} \quad (4.3)$$

De manière générale, la résolution de cette équation fait apparaître le fait que l'amélioration de la stabilité spectrale du SROPO se fait au détriment de la puissance de seuil.<sup>20</sup> Si ce point ne pose pas de problème en régime impulsionnel, grâce aux fortes puissances crêtes disponibles, il est en revanche limitant pour le régime continu que nous visons.

La puissance de pompe que nous pouvons injecter dans un guide d'onde, sans en endommager la facette, étant bornée à  $\sim 100$  mW (valeur interne), nous avons privilégié le faible niveau du seuil à la stabilité spectrale avec une configuration DROPO. De plus par souci de simplicité, nous n'avons pas retenu l'option du double passage de pompe. L'expression analytique de la puissance de pompe au seuil d'oscillation est alors obtenue après résolution de l'Éq. 4.2, en prenant en compte les pertes optiques des trois champs [98] :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = \frac{1}{\eta_{\text{pertes}}^0} \left[ \frac{\alpha_p/2}{1 - \exp(-\alpha_p L/2)} \ln \left( Q + \sqrt{Q^2 - 1} \right) \right]^2 \quad (4.4)$$

où

$$Q = \frac{1 + R_s \exp(-\alpha_s L) R_c \exp(-\alpha_c L)}{R_s \exp(-\alpha_s L) + R_c \exp(-\alpha_c L)} \quad (4.5)$$

avec  $\eta_{\text{pertes}}^0(\alpha_p, \alpha_{s,c}, L)$  l'efficacité de conversion normalisée, donnée par l'Éq. 1.34 pour une interaction non idéale, prise à l'accord de phase,  $\alpha_p$  et  $\alpha_{s,c}$  les pertes respectives des modes de pompe et signal/complémentaire,  $L$  la longueur du guide et  $R_{s,c}$  la réflectivité modale des ondes signal et complémentaire.

### 4.2.2 Conception et fabrication de miroirs dichroïques intégrés

Parmi les différentes technologies de dépôt de miroirs existantes, nous nous sommes tournés vers les miroirs de Bragg. En effet, à la différence des miroirs métalliques, ceux-ci présentent une absorption extrêmement faible ne générant aucun problème d'évacuation thermique et offrent la possibilité de concevoir les miroirs dichroïques réclamés par la configuration doublement résonnante retenue.

<sup>20</sup>. On montre par exemple qu'en régime de faible pertes pour une cavité de finesse  $\mathcal{F} \approx 150$  (resp. 10), le seuil d'un SROPO est deux ordres de grandeur (resp. un ordre de grandeur) supérieur à celui d'un DROPO [44].

**Principe de fonctionnement** De manière similaire à l'ingénierie de bande qui permet de contrôler le mouvement des électrons dans les semi-conducteurs, l'ingénierie de l'indice de réfraction permet de contrôler les propriétés photoniques d'un matériau. Ainsi un miroir de Bragg consiste en une modulation spatiale périodique de l'indice de réfraction permettant, après ouverture d'une bande interdite photonique, d'obtenir n'importe quelle réflectivité entre 0 et quasiment 100% pour une longueur d'onde arbitrairement choisie [60].

Considérons le cas standard planaire d'un bi-couche de deux matériaux d'indices  $n_1$  et  $n_2$  ( $n_1 > n_2$ ) d'épaisseur optique  $\lambda_B/4$  répété  $N$  fois. La haute réflectivité à  $\lambda_B$ , résultante des interférences constructives des ondes électromagnétiques réfléchies à chaque interface de la structure multicouche, et calculée à l'aide du formalisme des matrices de transfert, est alors donnée par :

$$R = \left[ \frac{1 - (n_{\text{sub}}/n_{\text{sup}})^2 (n_1/n_2)^{2N}}{1 + (n_{\text{sub}}/n_{\text{sup}})^2 (n_1/n_2)^{2N}} \right]^2 \quad (4.6)$$

avec  $n_{\text{sub}}$  et  $n_{\text{sup}}$  les indices du substrat et du superstrat (l'onde va du superstrat vers le substrat et rencontre la couche de faible indice en premier). Cette équation montre donc que la réflectivité de l'empilement augmente avec le nombre de bi-couches et lorsque l'on utilise des couples de matériaux à fort contraste d'indice  $n_1/n_2$ . Ce dernier joue également un rôle important quant à  $\Delta\lambda_B$ , la largeur de la bande interdite photonique, donnée pour  $N \gg 1$  par [60] :

$$\Delta\lambda_B = \frac{4\lambda_B}{\pi} \arcsin \left( \frac{1 - n_1/n_2}{1 + n_1/n_2} \right) \quad (4.7)$$

Hors de cet intervalle la réflectivité du miroir chute puis oscille selon que les ondes issues des multiples réflexions sont plus ou moins en phase.

Notons enfin que le cas du traitement anti-reflet est légèrement différent, dans la mesure où il est généralement obtenu à l'aide d'une seule couche quart d'onde à la longueur d'onde visée et d'indice de réfraction  $\sqrt{n_{\text{sub}}n_{\text{sup}}}$ . Il apparaît alors clairement que la conception de nos miroirs dichroïques, conciliant haute transmission à  $\lambda_P = 1060$  nm et haute réflexion à  $\lambda_{S,C} = 2120$  nm, ne peut être menée analytiquement.

**Conception des miroirs** Il existe deux principales techniques de réalisation d'un miroir de Bragg pour nos guides d'ondes : par corrugation de la surface, ou par dépôt diélectrique sur la facette. L'étude de faisabilité de la première méthode, réalisée par E. Guillotel [41], a permis de conclure que :

- pour des encoches superficielles dont la profondeur est inférieure à l'épaisseur de la gaine supérieure, les modes guidés perçoivent un faible contraste d'indice effectif ( $\Delta n \sim 5 \times 10^{-3}$ ). À la manière d'un laser à contre-réaction répartie, l'obtention d'une réflectivité élevée nécessiterait alors la gravure à la surface du guide d'un réseau sur la quasi-totalité de sa longueur. Par ailleurs, l'étroitesse de la bande

interdite ( $\Delta\lambda_B \sim 3\text{ nm}$ ) est incompatible avec la grande plage d'accordabilité souhaitée.

- pour des encoches plus profondes atteignant le bas de la structure guidante, le fort contraste d'indice air/semi-conducteur permettrait d'atteindre, avec 5 lames d'air seulement, des réflectivités de l'ordre de 90% sur une plage de 600 nm autour de la dégénérescence. Toutefois, leur réalisation pratique est limitée par l'important rapport d'aspect d'une telle gravure dégradant la tenue mécanique des fines « ailettes » semi-conductrices après oxydation, et les fortes pertes par diffraction subies par les modes guidés à chaque interface.

Ainsi, nous nous sommes focalisés sur le traitement multicouche des facettes de nos guides d'ondes, et plus particulièrement sur les empilements diélectriques  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ , d'usage courant dans le proche et moyen IR<sup>21</sup> et bénéficiant d'un fort contraste d'indice ( $n_{\text{SiO}_2} \sim 1.5$  et  $n_{\text{TiO}_2} \sim 2.3$  autour de  $2.12\text{ }\mu\text{m}$ ).

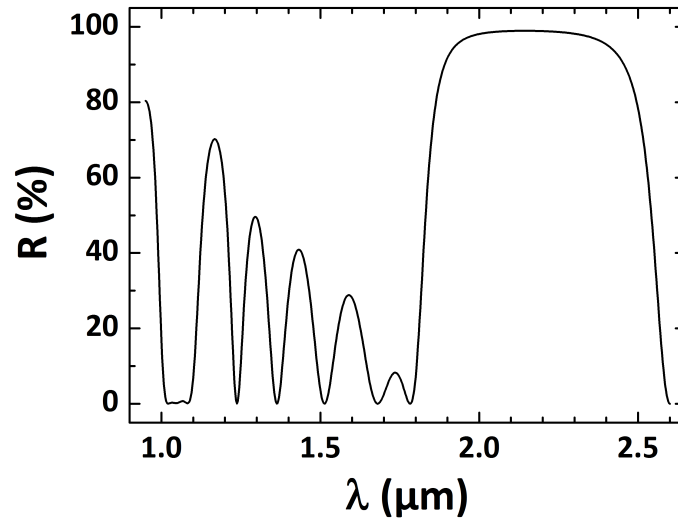
Trois critères doivent être pris en compte lors de l'étape de conception : 1) la réflectivité dans la bande interdite doit être maximale sur une large plage spectrale autour de la dégénérescence, 2) l'épaisseur de l'empilement doit être minimisée pour assurer sa bonne tenue mécanique, et 3) la réflectivité de la pompe doit être minimale pour ne pas déstabiliser la cavité avec une configuration triplement résonante :

- 1) d'après l'Éq. 3.1, mise à jour avec les pertes actuelles typiques des échantillons fabriqués à MPQ sur lesquels nous avons travaillé<sup>22</sup>, une réflectivité minimale de 99% est nécessaire pour avoir  $\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} \leq 100\text{ mW}$  dans un échantillon de longueur optimale  $L = 2\text{ mm}$ . D'après les Éqs. 4.6 et 4.7, cette valeur est garantie pour  $N \geq 5$  paires de couches  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  sur une plage de 570 nm.
- 2) Le dépôt de couches diélectriques d'une épaisseur comparable aux dimensions du guide ( $3\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m}$ ) est d'autant plus délicat que la planéité de sa facette est potentiellement dégradée par la contraction des couches d'AlOx. La valeur  $N=5$  est donc retenue. L'épaisseur physique des couches, donnée par  $\lambda/4n$ , valant respectivement 353 nm et 230 nm pour le  $\text{SiO}_2$  et le  $\text{TiO}_2$ , celle du miroir final est de  $2.9\text{ }\mu\text{m}$ .
- 3) Sur la base de cet empilement quart-d'onde, le logiciel commercial *Essential Macleod* de Thin Film Center Inc. [158] permet, à l'aide de routines d'optimisation sous contraintes, de mettre au point une structure aperiodique conforme au gabarit imposé. Pour cela, les dispersions des matériaux diélectriques utilisées, propres

21. D'autres couples de matériaux existent pour cette gamme spectrale, notamment  $\text{YF}_3/\text{ZnS}$ ,  $\text{SiO}_2/\text{Ti}_2\text{O}_5$  et  $\text{SiO}_2/\text{a-Si}$ . Du fait du caractère poreux du premier, de la diffusion mal contrôlée du ZnS, des difficultés pour satisfaire le gabarit spectral du miroir dichroïque avec le second, et du manque de reproductibilité des constantes optiques de a-Si lors des dépôts successifs, ceux-ci n'ont pas été retenus pour la suite.

22. i.e.  $\alpha_{S,C} = 1\text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha_P = 2.5\text{ cm}^{-1}$ .

au bâti et aux conditions de dépôt (épaisseur et densité des couches, usure des charges, appauvrissement en oxygène...), sont préalablement mesurées par ellipsométrie spectroscopique. L'optimisation conjointe de l'anti-reflet et de la haute réflectivité est alors favorisée par l'ajout d'une 6<sup>e</sup> paire de couches.



**Figure 4.14** – Spectre de réflectivité théorique du miroir diélectrique  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  donné en Table 4.3, calculé à l'aide de la méthode des matrices de transfert.

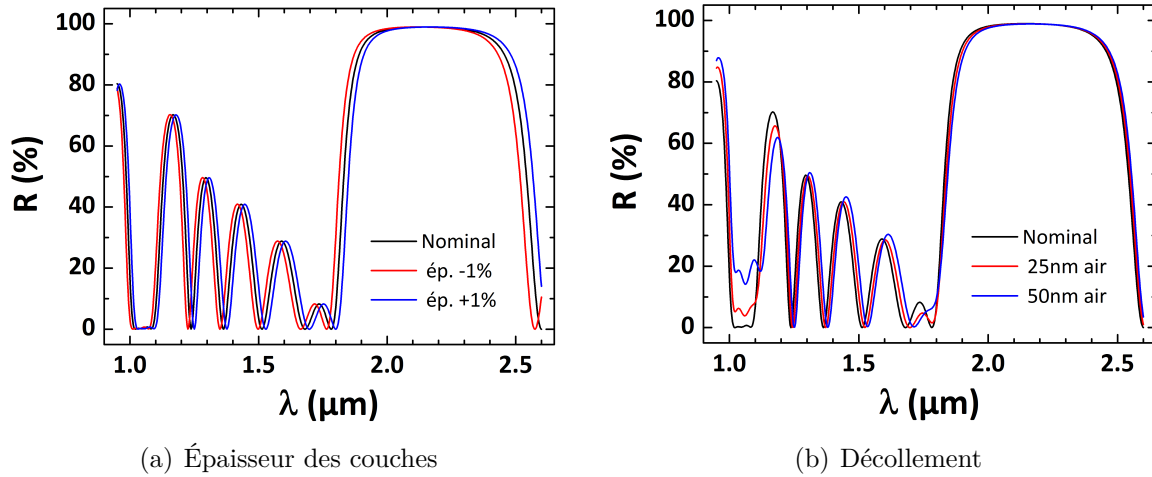
Le spectre de la Fig. 4.14 correspond à la réflectivité d'un miroir plan dont la structure est donnée en Table 4.3, pour une onde plane sous incidence normale. Il présente une réflectivité de 99% à 2120 nm et un anti-reflet à 0.5% à 1060 nm. Ces comportements sont élargis autour de la dégénérescence, avec une réflectivité  $\geq 90\%$  sur une plage de 565 nm et une réflectivité  $\leq 1\%$  sur une plage de 75 nm.

L'étude de la robustesse de cette structure vis-à-vis de possibles imperfections lors de sa réalisation pratique est résumée en Fig. 4.15. Une erreur systématique de  $\pm 1\%$  sur l'épaisseur des couches entraîne un décalage du spectre de  $\pm 10$  nm autour de  $\lambda_p$  et de  $\pm 20$  nm autour de  $\lambda_{s,c}$ , cependant sans conséquence sur les propriétés optiques du miroir. En revanche, le moindre décollement du miroir de la facette entraîne une nette dégradation de l'anti-reflet (jusqu'à empirer la situation au-delà de 50 nm) mais n'a quasiment aucun impact sur la bande interdite.

**Méthode de dépôt** Il existe un grand nombre de techniques de dépôt sous vide utilisées pour la fabrication de couches minces optiques. Celles-ci se classent en deux grandes catégories : les dépôts physiques en phase vapeur (condensation à la surface de l'échantillon) et les dépôts chimiques en phase vapeur (réaction à la surface de l'échantillon). Ces dernières n'étant pas directionnelles, nécessitant en règle générale d'être effectuées à haute température et d'utiliser des produits corrosifs, elles peuvent

Couche	Matériau	Indice à $\lambda_0$	Ép. optique en $\lambda_0$	Ép. physique en nm
<i>Superstrat</i>	GaAs	3.34	—	—
1	SiO <sub>2</sub>	1.47	0.266	383.3
2	TiO <sub>2</sub>	2.26	0.314	294.6
3	SiO <sub>2</sub>	1.47	0.188	271.1
4	TiO <sub>2</sub>	2.26	0.294	276.0
5	SiO <sub>2</sub>	1.47	0.215	309.6
6	TiO <sub>2</sub>	2.26	0.257	240.5
7	SiO <sub>2</sub>	1.47	0.262	376.6
8	TiO <sub>2</sub>	2.26	0.215	201.1
9	SiO <sub>2</sub>	1.47	0.295	424.5
10	TiO <sub>2</sub>	2.26	0.185	173.8
11	SiO <sub>2</sub>	1.47	0.316	454.7
12	TiO <sub>2</sub>	2.26	0.265	248.1
<i>Substrat</i>	Air	1.00	—	—

**Table 4.3** – Structure multicouche d'un miroir dichroïque obtenue après optimisation. La longueur d'onde de référence  $\lambda_0 = 2.12 \mu\text{m}$  correspond au milieu de la bande interdite.



**Figure 4.15** – Évolution du spectre de réflectivité du miroir de la Table 4.3 avec : a) l'imprécision commise sur l'épaisseur des couches, et b) l'épaisseur d'une fine lame d'air insérée entre l'empilement diélectrique et la facette du guide d'ondes.

nuire à la qualité de nos guides d'ondes. Nous nous sommes donc orientés vers les techniques physiques [159].

Parmi elles, nous avons choisi l'évaporation assistée par faisceau d'ions (IAD) pour

sa souplesse d'utilisation et son faible impact sur la qualité des échantillons. Cette méthode consiste à assister l'évaporation successive des différents matériaux avec un faisceau d'ions, afin d'apporter au cours du dépôt l'énergie nécessaire à la bonne adhérence des couches. Alors que dans un bâti d'évaporation sans assistance cette énergie est fournie par chauffage du substrat à des température typiques de 250–300°C, la température des substrats traités par IAD peut être abaissée à des valeurs proches de la température ambiante (aux rayonnements près des sources d'évaporation et d'ions). D'un point de vue mécanique, le bombardement ionique permet, avant dépôt, de retirer l'oxyde natif et de légèrement abraser la surface du semi-conducteur pour améliorer l'adhérence du film, et au cours du dépôt, de tasser les couches diélectriques pour en augmenter la densité et l'homogénéité<sup>23</sup>. D'un point de vue chimique, l'utilisation d'ions réactifs comme l'oxygène autorise enfin un meilleur contrôle de la stoechiométrie des oxydes. L'IAD permet ainsi le dépôt de couches minces aux propriétés optiques reproductibles et aux contraintes internes autorisant l'empilement de couches sur plusieurs microns d'épaisseur<sup>24</sup>.

Les traitements des facettes ont été réalisés au LPN par X. Lafosse. Une balance à quartz et un suivi ellipsométrique *in situ*, effectué sur un substrat voisin de l'échantillon et recevant le même dépôt, assurent la régulation en temps réel de la vitesse de dépôt et de l'épaisseur optique des couches avec une précision de  $\sim 1\%$  par rapport au dessin théorique. Si l'écart à la structure idéale devient trop important, il est alors possible de ré-optimiser les couches restantes sur la base des couches déjà déposées.

**Fabrication des échantillons** Malgré la directionnalité du cône d'évaporation, des dépôts parasites de diélectrique peuvent avoir lieu à la surface des guides d'ondes (*overspray* en incidence rasante) ou sur la face arrière (réflexion sur le porte échantillon). Ceux-ci pouvant dégrader le confinement des modes et générer des pertes supplémentaires par diffusion, il est donc essentiel dans notre cas de protéger ces zones<sup>25</sup>.

La première idée que nous avons voulu tester consiste à placer l'échantillon dans un étau afin de protéger mécaniquement la surface des guides d'ondes, comme illustré en Fig. 4.16a. Nous avons donc fait fabriquer un étau en cuivre dans lequel l'échantillon est maintenu par le mors supérieur à l'aide de deux vis. L'échantillon y est alors monté de sorte à ce que les facettes à traiter (en bleu) affleurent le bord du mors supérieur. Toutefois, malgré le soin apporté à cette opération, réalisée sous binoculaire, le placement de l'échantillon peut difficilement se faire à mieux que 100  $\mu\text{m}$ , les facettes pouvant ainsi se trouver en léger surplomb ou retrait par rapport au mors de l'étau. Les clichés

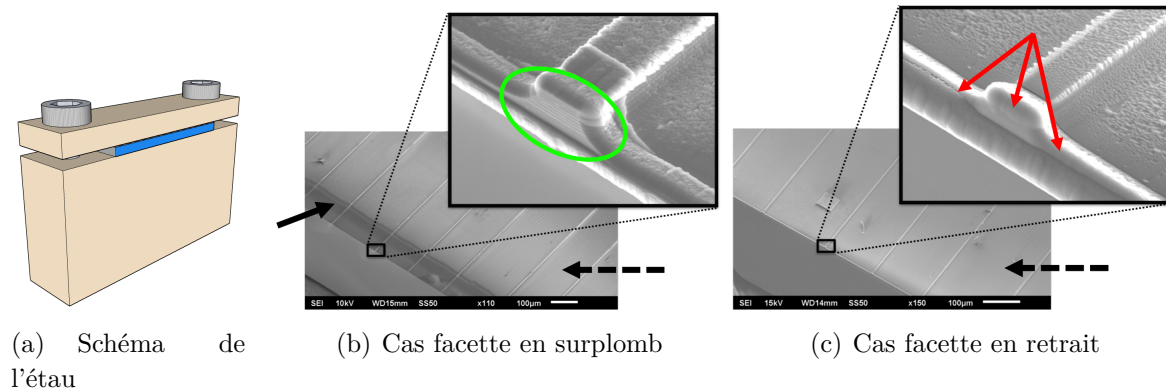
23. En évitant les structures colonnaires poreuses et fragiles que l'on observe pour des matériaux déposés sans assistance, tels que  $\text{YF}_3/\text{ZnS}$ .

24. Dans les conditions de dépôt utilisées, les contraintes normales, respectivement en tension et en compression, du  $\text{SiO}_2$  et du  $\text{TiO}_2$  se compensent partiellement.

25. La situation est moins critique pour les lasers dont les modes, généralement enterrés, sont découplés de la surface de l'échantillon. Le gain optique y est par ailleurs significativement plus élevé et de simples facettes clivées peuvent suffire à obtenir l'oscillation.



MEB donnés en Figs. 4.16b et 4.16c sont des vues d'ensemble et détaillées des facettes, respectivement dans ces deux cas.



**Figure 4.16** – Schéma de l'étau de protection de l'échantillon et clichés MEB des facettes des guides d'ondes lorsque celles-ci sont en surplomb ou en retrait par rapport aux pièces de l'étau.

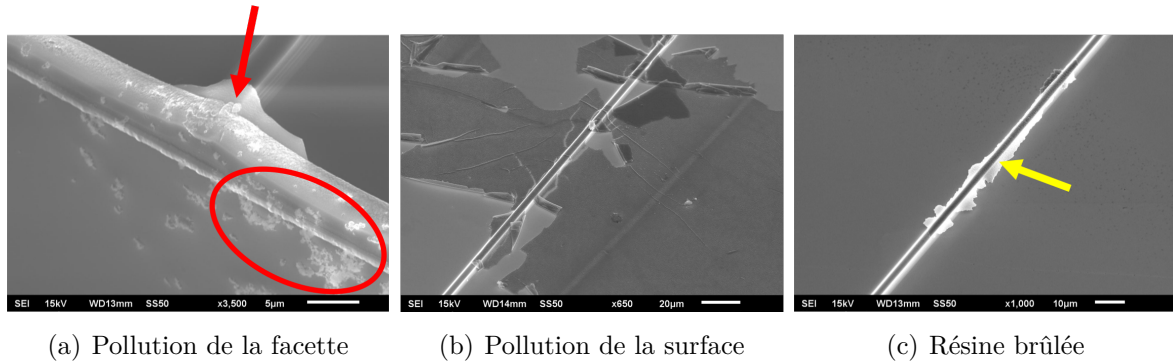
L'*overspray* plus sombre résultant du défaut de protection de la surface est alors clairement visible en Fig. 4.16b sur les premiers  $\sim 150\ \mu\text{m}$  des guides (flèche noire). À l'inverse, il n'apparaît pas en Fig. 4.16c. Par ailleurs, nous observons dans les deux cas, un léger *overspray* blanchâtre sur le reste de l'échantillon (flèches interrompues), signe que la protection du mors de l'étau n'est pas parfaite à cause du faible jour existant entre le fond de gravure entre les guides et la pièce en cuivre. Concernant la qualité du dépôt, on constate que seuls les miroirs déposés sur les facettes des guides en surplomb reproduisent fidèlement la section transverse du guide (zone entourée)<sup>26</sup>, alors que des bourrelets apparaissent le long des arêtes des guides en retrait (flèches rouges), faussant les propriétés optiques de l'empilement.

Pour remédier à ces problèmes, nous avons choisi de monter l'échantillon dans l'étau en léger surplomb, et de protéger sa surface avec un film de résine, déposé après oxydation des guides d'ondes puis dissous après traitement des facettes. Afin d'avoir la surface la plus plane possible au niveau des facettes, la résine doit être recuite avant clivage. Le temps de recuit (*softbake*) dépend alors de l'épaisseur du film : il doit être suffisamment long pour que le film de résine ne se rétracte pas lors du dépôt (effectué sous vide à  $\sim 80^\circ\text{C}$ ), sans pour autant que le film ne « brûle » et devienne cassant et difficile à dissoudre<sup>27</sup>. Après dépôt, l'échantillon est plongé et agité dans des bains successifs d'acétone et d'isopropanol, puis rincé à l'EDI et séché.

26. Le bourrelet visible sous les guides d'ondes, situé au niveau de la couche d'AlGaAs riche en aluminium, semble être causé par l'oxydation parasite de cette couche (par exposition à l'air après clivage ou au faisceau d'ions).

27. Pour fixer les idées, nous utilisons une règle empirique approximative qui consiste à recuire chaque micron de résine pendant 1 min à  $100^\circ\text{C}$ .

Les résultats du premier test, effectué avec la résine *Microposit S1818* d'épaisseur nominale  $1.8\text{ }\mu\text{m}$ , sont montrés en Fig. 4.17.



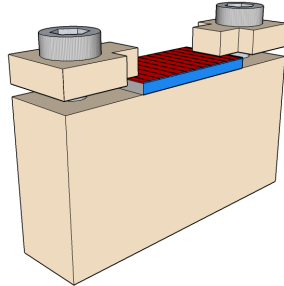
**Figure 4.17** – Clichés MEB de détails d'un échantillon dont une facette a été traitée, après dissolution de la résine. La surface a été protégée par un film de résine *S1818*.

Si l'aspect général de l'échantillon est plutôt satisfaisant, nous observons cependant trois types de pollution néfaste à la qualité optique des guides d'ondes. Comme illustré en Fig. 4.17a, des paillettes diélectriques peuvent se redéposer sur la facette de l'échantillon (zone entourée), et une « casquette » résiduelle d'*overspray* peut subsister au sommet du « mur » diélectrique (flèche rouge). La couverture d'*overspray*, libérée par la dissolution de la résine, peut également flotter dans le bain de solvant et se redéposer sur un guide d'ondes comme le montre la Fig. 4.17b. Enfin, nous avons constaté, à l'exemple de la Fig. 4.17c, que des résidus d'*overspray* étaient systématiquement présents à la surface des guides d'ondes (flèche jaune), sur une bande située sous le bord du mors de l'étau. Ceux-ci sont attribués à la brûlure de la fine couche de résine recouvrant le sommet des guides, recuite lors du *softbake* initial, puis pendant le dépôt (avec un possible échauffement local de la pièce en cuivre en contact avec l'échantillon).

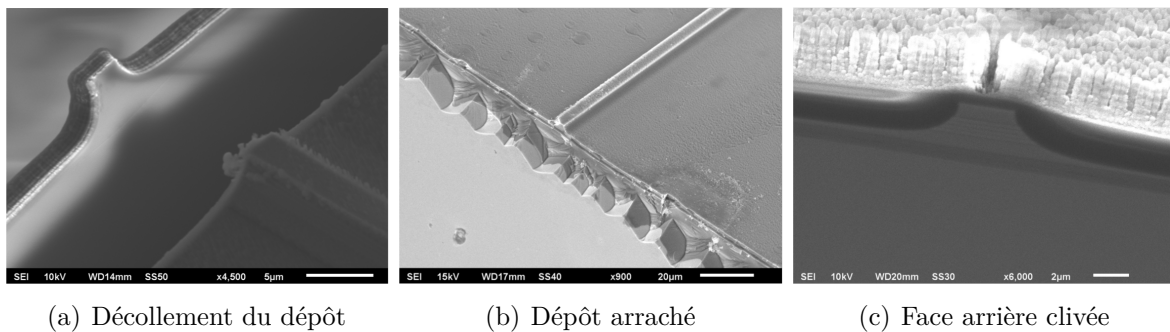
La protection de la surface des échantillons par la résine est donc validée. Néanmoins, des précautions supplémentaires ont été prises pour limiter les désagréments que nous venons de voir :

- L'épaisseur de la résine a été augmentée grâce à l'utilisation de la résine *Microposit S1828*, d'épaisseur nominale  $2.8\text{ }\mu\text{m}$ , afin de mieux recouvrir le sommet des guides d'ondes (au moins  $600\text{ nm}$  de résine), sans toutefois donner lieu à des « murs » diélectriques trop hauts et fragiles.
- Lors de l'étape de dissolution de la résine, la surface de l'échantillon est tout d'abord balayé avec un jet d'acétone pour en détacher les paillettes. Dans un second temps, l'échantillon est plongé et agité avec soin dans un bain d'acétone régulièrement renouvelé, la surface de l'échantillon ne devant, à aucun moment, sécher entre les différents bains de solvant.
- Le mors supérieur de l'étau a été modifié, de sorte à minimiser le contact du

métal sur la surface enrésinée. Comme illustré en Fig. 4.18, les extrémités de l'échantillon sont maintenues, à l'aide des vis, par deux pinces, la protection de la surface étant alors entièrement assurée par le film de résine (en rouge).



**Figure 4.18** – Schéma de l'étau modifié. Lors du traitement de la facette (en bleu), la surface des guides est protégée par un film de résine (en rouge).



(a) Décollement du dépôt

(b) Dépôt arraché

(c) Face arrière clivée

**Figure 4.19** – Clichés MEB de la face de l'échantillon recevant le second traitement. Le décollage du miroir lorsqu'aucune précaution n'est prise nous a obligé à mettre en œuvre des solutions de protection de la face arrière.

Jusqu'ici nous avons travaillé sur le traitement d'une seule facette, or l'enchaînement des dépôts sur les deux facettes des guides d'ondes peut également poser problème, dans la mesure où la réflexion du cône d'évaporation sur les parois de la chambre d'évaporation pollue la face arrière de l'échantillon. Comme illustré en Fig. 4.19a, pour laquelle la seconde facette a été traitée dans la foulée de la première, cela peut entraîner le décollage des miroirs. Nous attribuons ce défaut d'adhérence à la présence d'une fine pellicule diélectrique sur la face arrière, l'attaque ionique préliminaire au dépôt ne suffisant pas à nettoyer convenablement la surface semi-conductrice. Cette pollution pouvant également affecter le premier miroir lors du second traitement, nous avons cherché à protéger la face arrière. Comme le montre la Fig. 4.19b, où le dépôt préalablement existant ainsi que les facettes des guides ont été totalement arrachés, l'usage d'un film adhésif en contact avec la tranche de l'échantillon est à proscrire. La solution vers laquelle nous avons convergé consiste alors à :

- cliver l'échantillon après le premier traitement, afin de définir proprement la seconde facette<sup>28</sup>, comme illustré en Fig. 4.19c, et à
- noyer le premier miroir dans une goutte de résine avant le second dépôt.

Cette dernière opération est cependant assez délicate à réaliser car elle doit être précise (il faut enduire l'échantillon sur quelques centaines de microns seulement) et le recuit de l'épaisse couche de résine doit être suffisant pour supporter les conditions de dépôt (vide et élévation de la température) sans rendre la résine cassante, ni brûler la couche de protection<sup>29</sup>. Moins critique que la première opération, elle peut éventuellement être ignorée. En effet, nous avons constaté que le simple ombrage de la face arrière par l'étau, dû à la proximité du porte-échantillon, s'avère suffisant pour qu'aucune altération du premier dépôt ne soit décelable au MEB après le second traitement.

Le résultat des développements que nous venons de présenter sont rassemblés en Fig. 4.20. Les clichés MEB des Figs. 4.20a et 4.20b, respectivement pris avant et après dissolution du film protecteur, permettent d'apprécier la qualité des dépôts sur les facettes. De plus, ce résultat ayant été obtenu, toutes choses égales par ailleurs, pour des guides oxydés et non-oxydés, la contraction des couches d'AlOx semble ne jouer aucun rôle quant à la bonne adhésion du miroir. Comme l'illustrent les Figs. 4.20b et 4.20c, le dépôt diélectrique est uniquement localisé au niveau de la facette, sous forme d'un « mur » bien défini, préservant la surface de l'échantillon. Des plaques résiduelles d'*overspray* peuvent également subsister et recouvrir certains guides d'ondes, comme illustré en Fig. 4.20d. Toutefois ces « casquettes » ont une longueur limitée ( $\leq 100 \mu\text{m}$ ), et semblent simplement posées à la surface des guides d'ondes sans en toucher les flancs, de sorte que l'on peut raisonnablement supposer que leur impact sur la propagation des modes optiques sera minime.

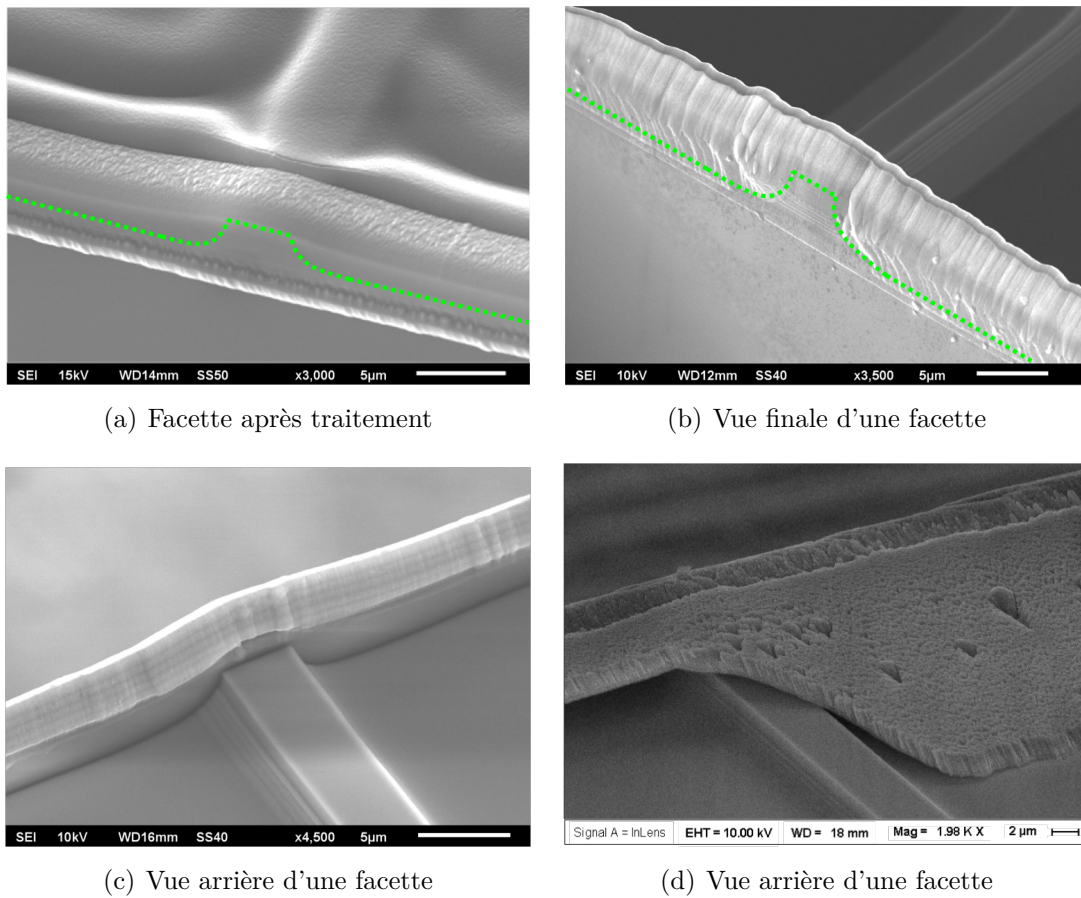
Enfin, la multiplication des étapes nécessaires à la fabrication de telles cavités aboutit à une probabilité de réussite relativement faible. En effet, sur une barrette contenant une trentaine de guides d'ondes, seuls 5 à 10 guides possèdent un miroir correct à leurs deux extrémités.

### 4.2.3 Caractérisation optique de la cavité

Une fois le processus de fabrication des miroirs mis au point, nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques des cavités ainsi formées autour de nos guides d'ondes GaAs/AlOx.

28. Une attaque ionique prolongée serait envisageable pour mieux décaper la tranche polluée, mais pas souhaitable car la dissolution de la résine, brûlée par le faisceau d'ions, serait alors rendue plus difficile.

29. Pour le test que nous avons réalisé, nous avons procédé en deux étapes : un premier trempage dans de la résine pâteuse S1828 recuit 5 min à 60°C (couche d'accroche), puis un second dans la même résine recuit 2 h à 60°C (enrobage).



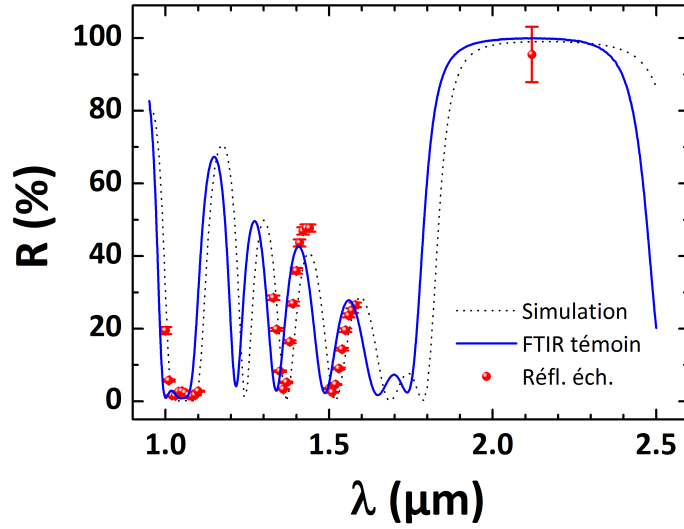
**Figure 4.20** – Clichés MEB de facettes de guides d'ondes traitées. La surface des échantillons a été protégée par un film de résine *S1828* dissous après dépôt, selon le protocole décrit précédemment. Les lignes pointillées marquent l'arête des guides d'ondes.

**Validation du miroir après dépôt** La première caractérisation, menée au *LPN* au sortir de la chambre d'évaporation, consiste en une mesure au FTIR de la réflectivité d'un témoin planaire ayant reçu le même traitement que les facettes des guides<sup>30</sup>, normalisée à l'aide d'une mesure identique effectuée sur un miroir d'argent de réflectivité connue. Bien que la fiabilité de cette mesure n'est pas excellente pour nos miroirs dichroïques, très exigeants à deux longueurs d'ondes distantes<sup>31</sup>, elle nous permet néanmoins de valider qualitativement la structure déposée en comparant le spectre de réflectivité expérimental avec le spectre simulé (position des franges et amplitude).

Comme nous pouvons le constater en Fig. 4.21, les données acquises sur le substrat

30. Le spectre de réflectivité est quasiment indépendant – à moins de 0.1% – du type de substrat sur lequel est fait le dépôt (Si ou GaAs).

31. Elle est extrêmement sensible à la réflectivité du témoin en argent (dont la valeur peut varier avec le temps) et à la focalisation de la lumière sur l'échantillon (qui dépend de  $\lambda$  et varie entre les mesures faites sur le dépôt diélectrique et sur le témoin de normalisation).



**Figure 4.21** – Spectres de réflectivité du dépôt donné en Table 4.3. L'accord qualitatif des données FTIR (ligne bleue) avec les points expérimentaux relevés sur la tranche de l'échantillon (points rouges) et le spectre simulé (ligne pointillée) valide la structure multicouche déposée et sa bonne adhésion.

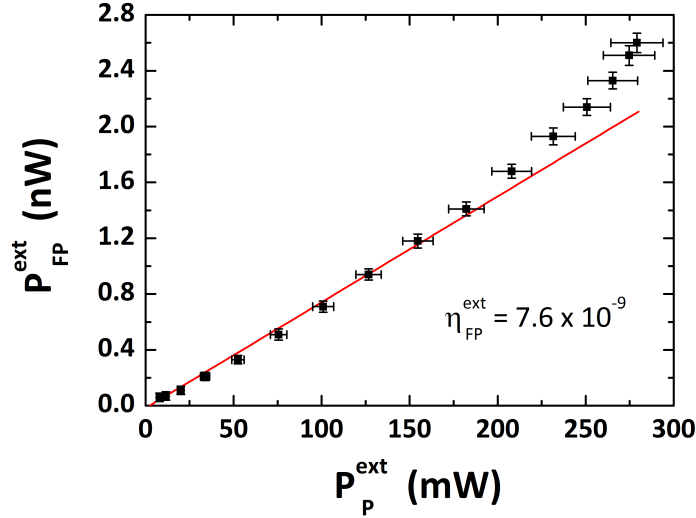
témoin sont en accord qualitatif avec le gabarit visé. Le déphasage des franges expérimentales par rapport à celles du spectre théorique simulé est dû à l'imprécision du bâti sur les épaisseurs optiques des couches déposées.

La Fig. 4.21 contient également des mesures de réflectivité de la tranche de l'échantillon traité, effectuées au niveau du substrat GaAs pour ne pas subir les effets de cavité des guides d'ondes. Elles ont été obtenues après autocollimation d'un faisceau laser, issu d'une des sources disponibles dans le laboratoire (Ti:Saphir autour de  $1\ \mu\text{m}$ , Tunicas dans la gamme télécom  $1.3\text{--}1.6\ \mu\text{m}$  et DFB NanoPlus à  $2.12\ \mu\text{m}$ ) et focalisé sur la tranche de l'échantillon avec un objectif de microscope, en mesurant la puissance réfléchie à l'aide d'un cube séparateur 50:50. Les puissances mesurées ont ensuite été normalisées avec celles provenant d'un faisceau réfléchi par un miroir d'argent. Là encore, les résultats s'accordent qualitativement avec le spectre théorique. Alors que la qualité de l'anti-reflet autour de  $1.06\ \mu\text{m}$  ( $R \leq 3\%$ ) confirme la bonne adhésion du multicouche diélectrique sur le semi-conducteur, il est difficile d'évaluer quantitativement la qualité du miroir à partir de la mesure à  $2.12\ \mu\text{m}$ , qui est entachée d'une erreur significative due au faible niveau de puissance de la diode DFB NanoPlus ( $R = 95 \pm 5\%$ ). Un OPO massif accordable autour de  $2\ \mu\text{m}$  est actuellement en cours de développement dans l'équipe DON ; il permettra à l'avenir d'effectuer des mesures plus complètes et plus précises dans la bande interdite photonique.

**Expérience de fluorescence paramétrique** Afin d'obtenir l'oscillation paramétrique, deux dépôts de ce type ont été effectués sur les facettes de guides d'ondes de la Structure B longs de  $2\ \text{mm}$ . Nous avons ainsi pu démontrer, pour la première fois,



la génération de FP dans un guide d'ondes GaAs/AlOx placé en cavité intégrée. Pour cette expérience, le faisceau de pompe TM, obtenu à partir du laser Ti:Saphir continu et accordable autour de  $1\text{ }\mu\text{m}$ , est injecté dans un guide d'ondes à l'aide d'un objectif de microscope  $\times 60$  (ON=0.85). Un objectif similaire est utilisé pour collecter les faisceaux en sortie du dispositif. La pompe est ensuite filtrée par une fenêtre de germanium, et le signal de FP autour de  $2\text{ }\mu\text{m}$ , polarisé TE, est focalisé sur une photodiode InGaAs connectée à un amplificateur transimpédance et à une détection synchrone.



**Figure 4.22** – Évolution de la puissance de FP avec la puissance de pompe. L'efficacité du processus est déduite de l'ajustement linéaire (en rouge) des points expérimentaux (en noir) effectué à basse puissance, alors qu'un comportement non linéaire apparaît à haute puissance.

L'évolution de la puissance de FP, estimée après le miroir de sortie (précision de 3%), en fonction de la puissance de pompe focalisée en entrée (précision de 5%) est donnée en Fig. 4.22, pour une interaction à dégénérescence. Alors que le régime de faible gain est visible à basse puissance, avec une efficacité  $\eta_{\text{FP}}^{\text{ext}} = 7.6 \times 10^{-9}$ , nous observons un comportement non linéaire au-delà de  $P_p^{\text{ext}} = 175\text{ mW}$  que nous attribuons à l'augmentation sensible du gain au-delà de ce régime. Malgré cela, la puissance de pompe, limitée par la puissance maximale disponible en sortie du laser utilisé, ne permet pas ici d'atteindre le seuil d'oscillation. Un travail consistant à pomper le guide d'ondes avec une nouvelle source Nd:YAG, trois fois plus puissante, est en cours. Afin d'éviter les effets thermiques et de ne pas endommager la facette avec des puissances trop élevées, nous nous placerons en régime quasi-continu. Le faisceau de pompe sera haché avec un faible rapport cyclique et un système intégrateur *Boxcar* pourra être utilisé pour la détection du signal de FP à  $2.12\text{ }\mu\text{m}$ .

Pour estimer la distance qui nous sépare du seuil, une estimation plus fine de la réflectivité des facettes aux longueurs d'ondes de pompe et de signal/complémentaire

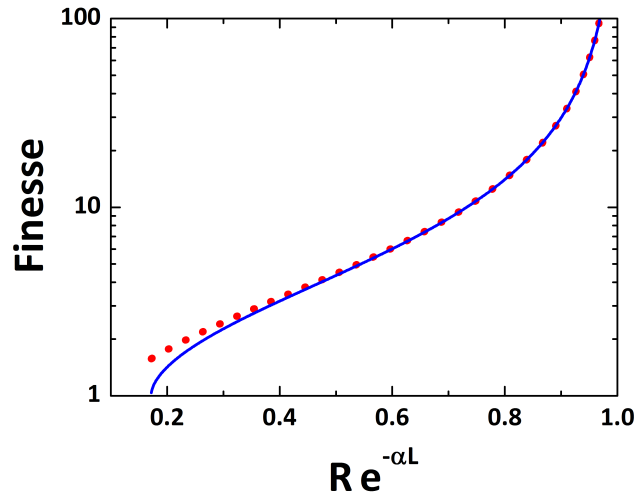
est nécessaire. Elle permettra notamment, à partir de la pente de l'ajustement linéaire des données, de quantifier l'effet de la cavité sur l'efficacité de conversion interne du processus.

**Réfectivité modale et finesse** Contrairement à la réfectivité des ondes planes considérées en Fig. 4.21, la réfectivité modale, *i.e.* la projection sur lui-même du mode guidé réfléchi par le miroir intégré, est la seule grandeur pertinente pour caractériser les cavités contenant nos guides d'ondes. En effet, des modes guidés d'ordres supérieurs et/ou radiatifs peuvent également être excités par le champ électromagnétique réfléchi, générant des pertes vis-à-vis des modes fondamentaux oscillant dans la cavité. Plus encore, ce sont les pertes totales  $\tilde{R} = R \times \exp(-\alpha L)$ , incluant les pertes distribuées  $\alpha$  et localisées  $R$ , qui déterminent directement le seuil d'oscillation<sup>32</sup>. Pour estimer ces dernières, nous avons étudié l'évolution de la finesse de la cavité Fabry-Perot après dépôt des miroirs aux extrémités des guides d'ondes.

À coefficient de pertes totales donné, la finesse  $\mathcal{F}$  d'une cavité est définie par :

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\pi}{2 \arcsin\left(\frac{1-\tilde{R}}{2\sqrt{\tilde{R}}}\right)} \quad (4.8)$$

avec  $\Delta\lambda$  l'ISL de la cavité et  $\delta\lambda$  la largeur à mi-hauteur de ses résonances. Comme l'illustre la Fig. 4.23, cette grandeur est uniquement définie pour  $\tilde{R} \geq 0.172$ , et peut être approximée à mieux que 10% par  $\mathcal{F} \sim \pi\sqrt{\tilde{R}}/(1 - \tilde{R})$  lorsque  $\tilde{R} \geq 0.30$ .



**Figure 4.23** – Évolution de la finesse de la cavité avec le coefficient de pertes totales (ligne bleue). L'approximation de l'Éq. 4.8 (pointillés rouges) est valable à mieux que 10% à partir de  $\tilde{R} = 0.30$ .

32. cf. Éq. 3.1.



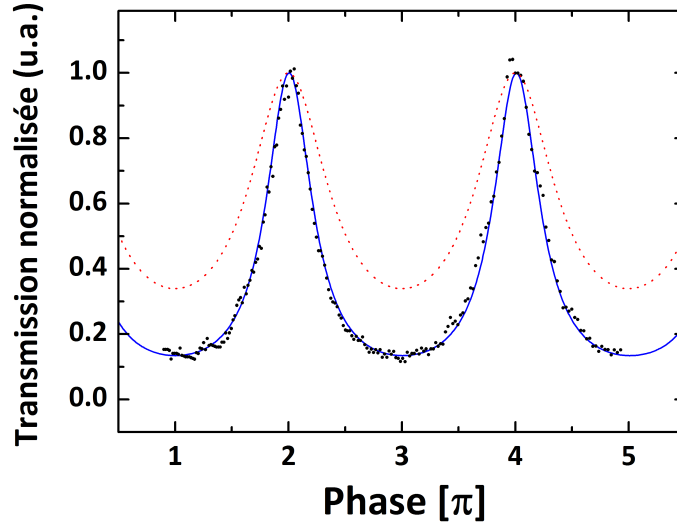
Nous pouvons donc, d'après l'Éq. 3.6, exprimer la transmission d'une cavité Fabry-Perot en fonction de  $\mathcal{F}$  selon :

$$\mathcal{A}_{\text{FP}} = \frac{\eta T^2 e^{-\alpha L}}{(1 - \tilde{R})^2} \times \frac{1}{1 + \left[ \frac{\sin(\phi/2)}{\sin(\pi/2\mathcal{F})} \right]^2} \quad (4.9)$$

Alors que l'amplitude maximale des franges est donnée par le préfacteur, la forme des franges (ISL et finesse) est contenue dans la fonction d'Airy normalisée.

Concernant nos guides de 2 mm en cavité, le faible niveau de signal collecté en sortie de l'échantillon à 2.12  $\mu\text{m}$  ne nous permet pas d'effectuer l'analyse du spectre de FP<sup>33</sup>. Des mesures de transmission ont donc été effectuées avec la diode DFB NanoPlus, légèrement accordable autour de 2.12  $\mu\text{m}$ , pour évaluer la qualité du dépôt au niveau des facettes des guides d'ondes.

Dû à la forte réflectivité des miroirs à ces longueurs d'ondes, aux pertes de propagation (ici  $\alpha \approx 1.5 \text{ cm}^{-1}$ ) et à la modeste puissance de la diode laser ( $\leq 1 \text{ mW}$ ), les franges Fabry-Perot de la cavité n'ont pu être observées. Nous avons alors clivé l'échantillon en deux pour caractériser une « demie-cavité » asymétrique. Là encore, l'OPO massif en cours de développement, plus puissant que la diode DFB NanoPlus, nous permettra à l'avenir de caractériser directement les cavités complètes.



**Figure 4.24** – Transmission normalisée d'un guide d'ondes possédant une seule de ses extrémités traitée (points noirs) ajustée par une fonction d'Airy de finesse  $\mathcal{F} = 3.9$  (ligne bleue). La transmission de ce même guide sans miroir, calculée à partir de la mesure des pertes de propagation, est donnée à titre indicatif (pointillés rouges).

33. La densité spectrale de puissance générée autour de 2  $\mu\text{m}$  est d'autant plus faible que l'échantillon est court et le préfacteur petit.

Les franges Fabry-Perot présentées en Fig. 4.24 ont été acquises dans un guide d'ondes long de  $640\text{ }\mu\text{m}$  dont une seule des extrémités est traitée. Une finesse de  $\mathcal{F} = 3.88 \pm 0.05$  est déduite de l'ajustement des points expérimentaux par une fonction d'Airy. Elle correspond à un coefficient de pertes totales  $\tilde{R} = \sqrt{R_0 R_M} \times e^{-\alpha L} = 0.465$ , où  $R_0$  et  $R_M$  représentent les réflectivités modales de la facette nue (simulée par FDTD) et celle du miroir respectivement, dont on déduit  $R_M^{\text{exp}}(2.12\text{ }\mu\text{m}) = 90 \pm 2\%$ .

Les pertes de propagation de la pompe  $\alpha_P = 3.0 \pm 0.5\text{ cm}^{-1}$  ont par ailleurs été déterminées par des mesures de transmission du laser Ti:Saphir. L'échantillon complet avec miroirs transmettant 22% de la puissance incidente nous en déduisons une transmission  $T_M^{\text{exp}}(1.06\text{ }\mu\text{m}) = 89 \pm 5\%$ <sup>34</sup>.

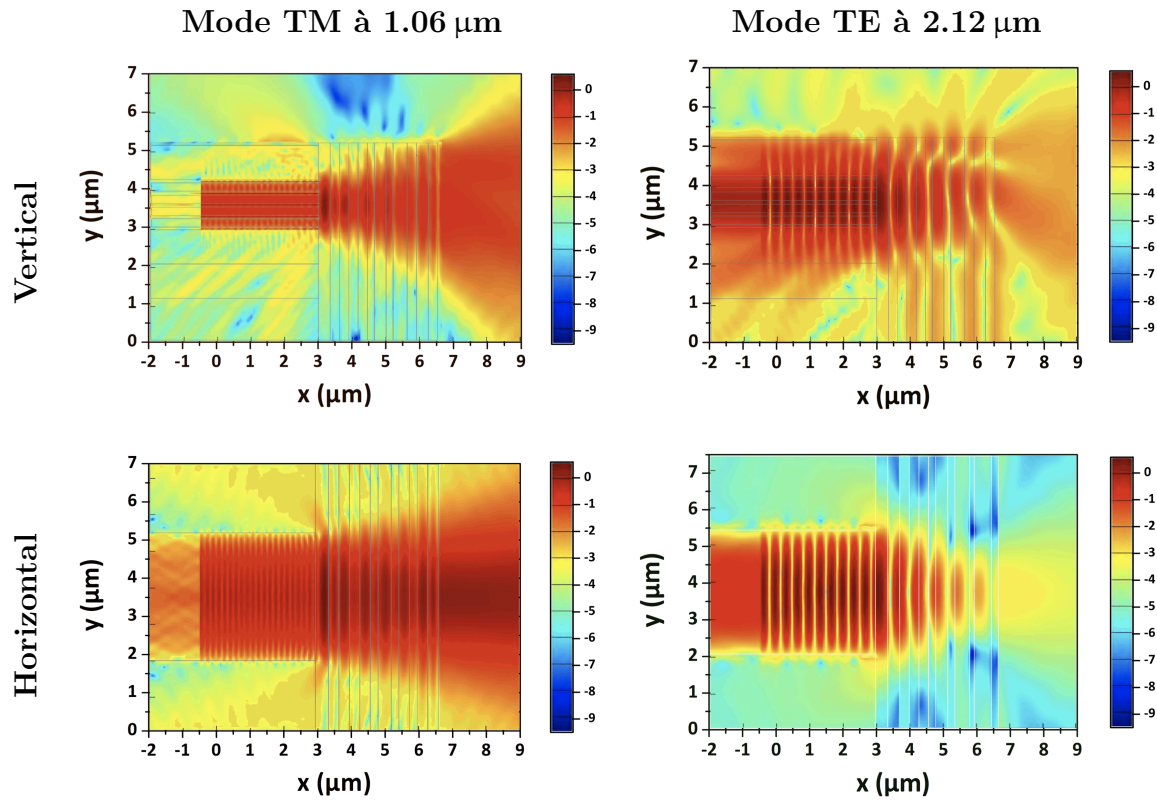
**Simulations numériques** Il existe donc un écart conséquent entre ces valeurs expérimentales et les valeurs théoriques de réflectivité de l'empilement donné en Table 4.3 (0.6% à  $1.06\text{ }\mu\text{m}$  et 99.0% à  $2.12\text{ }\mu\text{m}$ ). Celui-ci s'explique principalement par la simplicité de la procédure de conception des miroirs, qui se limite uniquement au cas des ondes planes infinies sous incidence normale, sans distinction de polarisation. En effet, du fait de leur extension spatiale finie, les modes guidés ne peuvent être assimilés à des ondes planes; ils sont de plus réfléchis par des miroirs de section transverse micrométrique [160].

Pour interpréter ces résultats, nous avons souhaité estimer numériquement les valeurs de la transmission du mode fondamental TM à  $1.06\text{ }\mu\text{m}$  et de la réflexion du mode fondamental TE à  $2.12\text{ }\mu\text{m}$  dans la Structure B. Une simulation 3D-FDTD, brute de force et rigoureuse, étant trop gourmande en ressources, nous avons dû simplifier le problème. Pour cela, nous avons supposé que les variables 2D de notre problème dans le plan transverse (profil modal et réflectivité) pouvaient être factorisées en deux composantes, verticale et horizontale, orthogonales entre-elles [161]. Celles-ci ont ensuite été simulées à l'aide du module 2D-FDTD du logiciel commercial *Lumerical* [162].

La structure du guide d'ondes utilisée pour simuler l'effet du confinement vertical est celle de la Table 3.1. L'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  du mode considéré est ensuite utilisé pour simuler l'effet du confinement latéral dans un guide d'ondes constitué d'un cœur d'indice  $n_{\text{eff}}$  entouré d'air et large de  $3.5\text{ }\mu\text{m}$ . Au niveau de la facette, nous avons considéré le miroir de la Table 4.3.

Dans chacun des quatre cas présentés en Fig. 4.25, la simulation a consisté à : 1) calculer l'indice effectif et le profil 1D du mode optique fondamental, pour la longueur d'onde et la polarisation souhaitées, 2) injecter ce mode à l'abscisse  $x = 0\text{ }\mu\text{m}$ , 3) le propager numériquement, 4) relever les champs aux abscisses de référence  $x = -1\text{ }\mu\text{m}$  (réflexion) et  $x = 7.5\text{ }\mu\text{m}$  (transmission), et 5) calculer l'intégrale de recouvrement li-

34. Seule la transmission des facettes  $T_M$  peut être estimée à partir des mesures de transmission de la pompe à  $1.06\text{ }\mu\text{m}$ . Il est impossible d'en déduire la réflectivité modale de la pompe, car  $R_M + T_M + A = 1$  avec  $A$  la puissance réfléchie perdue – rayonnée ou couplée dans les modes d'ordres supérieurs. Dans la suite nous considérons donc la grandeur  $T_M$  à  $1.06\text{ }\mu\text{m}$ .



**Figure 4.25** – Cartes de champs obtenues par simulations 2D-FDTD, pour les deux directions de confinement et pour les modes de pompe TM ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ) et signal/complémentaire TE ( $\lambda = 2.12 \mu\text{m}$ ) à dégénérescence. L'amplitude du champ est donnée en échelle log. Les structures du guide d'ondes et du miroir sont celles des Tables 3.1 et 4.3.

néaire du champ réfléchi avec le mode guidé (réflexion) et la puissance transmise par la facette (transmission).

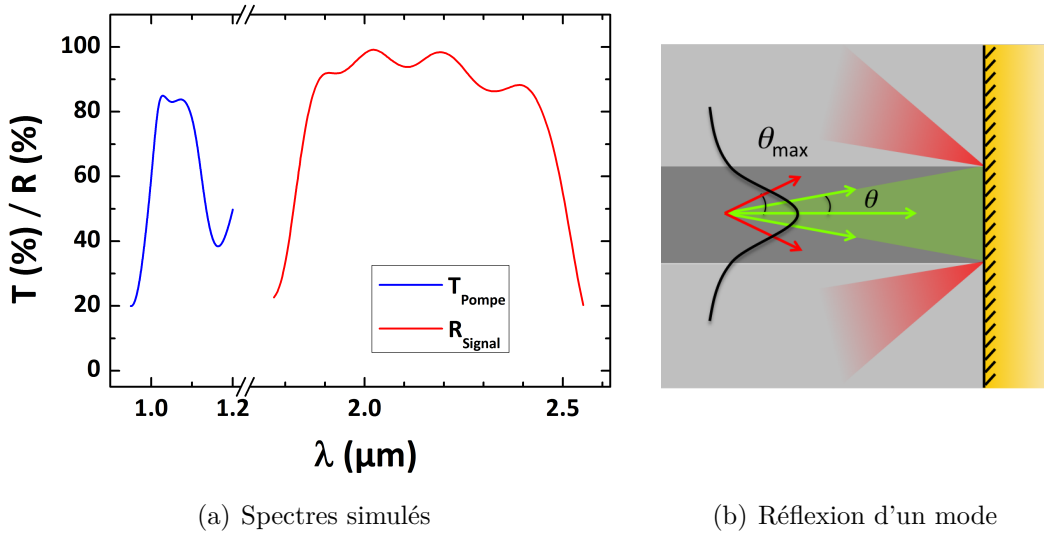
	Vertical	Horizontal	Produit
$T_M^{\text{sim}}(1.06 \mu\text{m})$	98.9%	84.9%	84.0%
$R_M^{\text{sim}}(2.12 \mu\text{m})$	94.0%	96.8%	91.0%

**Table 4.4** – Tableau récapitulatif des résultats des simulations numériques 2D-FDTD obtenus pour la transmission de la pompe TM à  $1.06 \mu\text{m}$  et la réflexion modale du signal à  $2.12 \mu\text{m}$ , dans les deux directions de confinement.

Les résultats des simulations sont donnés en Table 4.4. Rappelons qu'il s'agit là d'une modélisation élémentaire d'un problème complexe, et que les valeurs rapportées ci-dessus constituent une première estimation des valeurs de réflexion modale et de

transmission des miroirs intégrés.

L'accord qualitatif existant entre ces valeurs et les valeurs expérimentales indique que la dégradation des performances des miroirs par rapport à l'étude théorique menée jusqu'ici est due à la structure modale des champs et non à la mauvaise qualité des échantillons. L'impact global du confinement dans le plan transverse est montré en Fig. 4.26a, où nous avons tracé les spectres de transmission et de réflectivité modale obtenus.



**Figure 4.26** – Illustrations de l'impact du confinement transverse des modes sur les propriétés optiques des miroirs réels.

Déjà observé pour des miroirs à réseaux gravés sur les facettes de guides SOI [163], cet effet peut être intuité grâce à l'analyse de Fourier. En effet, comme schématisé en Fig. 4.26b, les modes se propageant dans le guide peuvent être décomposés en ondes planes dont chacun des vecteurs d'ondes possède un angle d'incidence  $\theta$ , l'ensemble formant un spectre non négligeable. Au premier ordre, nous pouvons supposer que la largeur de la distribution angulaire est donnée par  $\theta_{\text{max}} = \arctan(k_{\perp}/\beta) = \arctan(\lambda/n_{\text{eff}}w)$  avec  $k_{\perp}$  le vecteur d'onde transverse et  $w$  la largeur du cœur guidant, soit  $\sim 30^\circ$  pour le confinement vertical et  $\sim 10^\circ$  pour le confinement latéral<sup>35</sup>. Au niveau du miroir (en jaune), la réflexion de chacune de ces ondes planes est fixée par le coefficient de Fresnel correspondant à l'angle  $\theta$  et à la polarisation du mode. Le champ obtenu après réflexion est alors donné par la recombinaison de celles dont le vecteur d'onde reste contenu dans le cône d'acceptance angulaire du guide (en vert). La fraction du mode incompatible avec l'ouverture numérique du guide (en rouge) est alors rayonnée dans

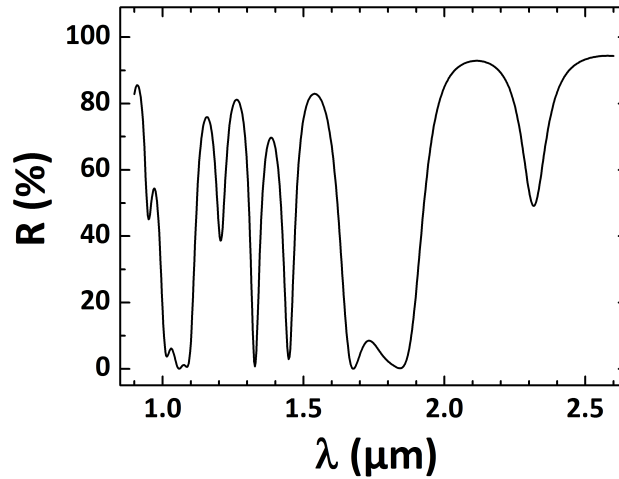
<sup>35</sup>. L'angle est d'autant plus grand que le confinement est fort : il augmente lorsque la taille du cœur diminue.

les gaines et perdue, comme nous pouvons le constater en Fig. 4.25.

**Caractérisation de cavités complètes** Nous avons par la suite entrepris de fabriquer de nouvelles cavités, afin de mieux comprendre l'effet des miroirs sur l'efficacité de conversion avec à terme une expérience de SHG en cavité, plus simple à mettre en œuvre et à analyser que la FP<sup>36</sup>. En outre, nous avons souhaité observer dans la pratique l'effet mis en évidence ci-dessus, en comparant les réflectivités modales de miroirs identiques déposés sur les facettes de guides d'ondes différents, de type rubans et double *mesa* au confinement latéral moins fort.

Pour garantir la transmission à 2.12  $\mu\text{m}$  qui faisait défaut dans l'échantillon précédent, nous avons décidé : 1) de diminuer la réflectivité maximale à 93% dans la bande interdite, et 2) de raccourcir les guides d'ondes à 1 mm. La transmission maximale théorique, donnée par le préfacteur de l'Éq. 4.9, est ainsi deux ordres de grandeur supérieure à celle des guides de 2 mm avec des miroirs de 99% (avec  $\alpha = 1.5 \text{ cm}^{-1}$ ).

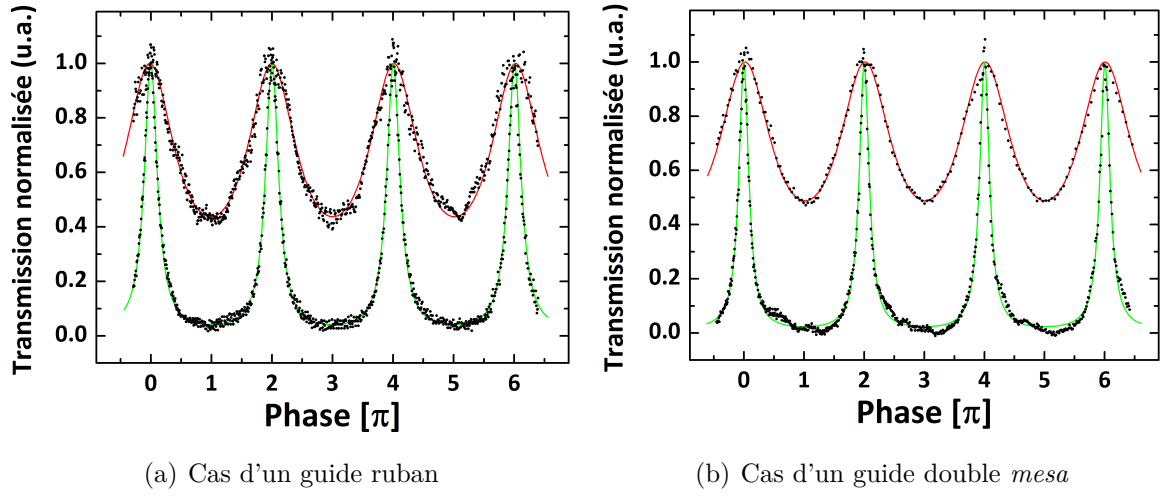
La Fig. 4.27 représente le spectre de réflectivité du nouvel empilement  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ , simulé pour une onde plane en incidence normale. La réflectivité théorique maximale au sommet de la bande interdite centrée sur  $\lambda = 2.12 \mu\text{m}$  est de 93% et l'anti-reflet autour de  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  est à 1%.



**Figure 4.27** – Spectre de réflectivité théorique du miroir diélectrique  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ , calculé à l'aide de la méthode des matrices de transfert.

Les dépôts ont été effectués selon le protocole décrit en section 4.2.2, sur les deux types d'échantillons de la Structure B. Les résultats des mesures de transmission de mode fondamental TE autour de 2.12  $\mu\text{m}$  pour les échantillons « ruban » et « double *mesa* » sont présentés en Figs. 4.28a et 4.28b respectivement, où nous avons également reporté les franges Fabry-Perot de guides d'ondes références, sans traitement.

36. En effet, les modèles décrivant la SHG en cavité, simplement ou doublement résonnante [91, 164], sont aisément transposables à nos échantillons, alors que l'adaptation des modèles existants concernant la FP, développés en régime de comptage de photon, reste à faire [165].



**Figure 4.28** – Transmissions normalisées de guides d'ondes ruban et double *mesa*. Les données expérimentales (points noirs) sont ajustées par des fonctions d'Airy de finesse croissante lorsque qu'aucune (ligne rouge) ou deux (ligne verte) extrémités sont traitées.

Comme le montrent les données de la Table 4.5, la qualité des guides traités est médiocre, avec un niveau de pertes double des pertes typiquement obtenues au laboratoire *MPQ*. Néanmoins, la nette augmentation du facteur de qualité des résonances, visible en Fig. 4.28, a été quantifiée en ajustant les données avec des fonctions d'Airy. Les finesesses des meilleurs guides, respectivement 7.5 et 10, traduisent la diminution significative des pertes totales des cavités correspondantes, avec des coefficients  $\tilde{R}$  de l'ordre de 0.7, contre 0.2 avant traitement. Ceux-ci correspondent à des réflectivités modales de l'ordre de 85% dans le cas des guides rubans et de 90% pour les guides à double *mesa*, inférieures à la réflectivité théorique, et confirmant l'effet néfaste du confinement des modes sur les performances des miroirs. Enfin, des transmissions des facettes d'environ 85% ont été estimées par des mesures de transmission de la pompe TM à 1.06  $\mu\text{m}$ .

Après la caractérisation d'optique linéaire que nous venons de présenter, la suite du travail concernera les propriétés d'optique non linéaire des cavités, à commencer par la comparaison des efficacités de conversion avant et après dépôt des miroirs avec des expériences de SHG. Du fait de la faible accordabilité autour de 2.12  $\mu\text{m}$  du laser DFB disponible (2 à 3 nm lorsque le courant et la température de la diode sont balayés) et de sa faible puissance, la difficulté consistera alors à trouver la condition d'accord de phase. Celle-ci dépendant de la largeur des guides d'ondes et de leur température, nous devons anticiper le décalage vers le rouge généré par la gravure des rubans pour que l'accord de phase se situe dans la plage de températures accessibles par le module

<i>Échantillon</i>	<b>Ruban</b>	<b>Double mesa</b>
$\alpha_{s,c}^{\text{TE}}$	2.0–2.6 cm <sup>-1</sup>	2.0–2.8 cm <sup>-1</sup>
$\alpha_{\text{P}}^{\text{TM}}$	3.0–4.0 cm <sup>-1</sup>	3.0–4.0 cm <sup>-1</sup>
$\mathcal{F}_{\text{cav}}$	7.53±0.05	10.05±0.05
$\tilde{R}_{\text{cav}}$	0.663±0.002	0.733±0.001
$R_{\text{M}}^{\text{exp}}(2.12 \mu\text{m})$	83±3%	93±4%
$T_{\text{M}}^{\text{exp}}(1.06 \mu\text{m})$	85±5%	85±5%

**Table 4.5** – Tableau récapitulatif des résultats de caractérisation optique des cavités (symétrique et asymétrique) formées autour de guides rubans et double *mesa*.

Peltier équipant le porte-échantillon (soit entre 10°C<sup>37</sup> et 60°C). L'OPO massif en cours de développement, plus puissant et accordable autour de 2  $\mu\text{m}$ , devrait alors faciliter les expériences de mélange à trois ondes. Pour aller plus loin, des expériences de FP pourront être menées sur des guides nus et en cavité, et leurs résultats comparés. Comme mentionné précédemment, la mise au point d'un modèle théorique sera alors nécessaire pour prendre en compte l'effet des miroirs et analyser quantitativement les données.

### 4.3 Conclusion et perspectives

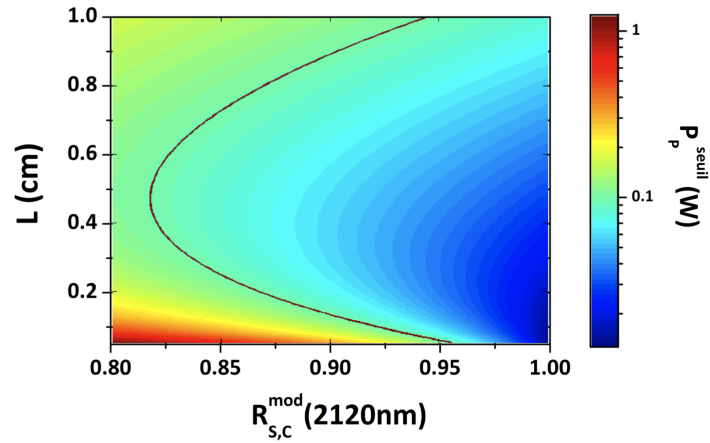
Les travaux présentés dans ce chapitre sont motivés par la volonté d'augmenter l'efficacité de conversion de dispositifs non linéaires, et visent à faire sauter deux verrous technologiques empêchant à ce jour la démonstration de nouvelles sources paramétriques intégrées telles qu'un OPO dans le proche et moyen IR, ou une source de lumière non classique aux longueurs d'ondes télécoms : les pertes de propagation générées par l'oxydation sélective des nos structures, et l'absence d'une bonne cavité résonante. Leur portée est cependant plus vaste, et les savoir-faire développés sont applicables à d'autres dispositifs photoniques en guide d'ondes et/ou ayant recours à l'AlOx.

Grâce à une meilleure compréhension des mécanismes de pertes et à l'utilisation du four d'oxydation du LAAS, à la pointe de la technologie, nous avons optimisé cette étape en identifiant les paramètres influant sur les pertes de propagation de nos guides d'ondes. Malgré des marges de manœuvres réduites, une diminution des pertes moyennes en deçà de 1 cm<sup>-1</sup> a été obtenue avec une homogénéité et une reproductibilité accrues. De nouvelles pistes de travail ont été explorées pour préparer la suite du travail à mener sur ce front ; elles incluent des traitements post-oxydation (recuits thermiques, hydrogénation), de nouvelles configurations d'oxydation (gravure ICP-RIE, oxydation

37. Plus bas, l'humidité ambiante risque de condenser sur l'échantillon.

unidirectionnelle), et la modification de la structure épitaxiale (substrat désorientés, barrières GaInP).

En vue de la démonstration de l'oscillation paramétrique, nous avons également entrepris la réalisation d'une cavité doublement résonante. Des miroirs dichroïques ont ainsi été conçus par empilement de bi-couches diélectriques  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  formant un réflecteur de Bragg, et déposés sur les facettes des guides d'ondes par IAD. Pour la première fois concernant nos guides d'ondes GaAs/AlOx, des miroirs de bonne qualité ont été fabriqués et ont permis la caractérisation optique de cavités intégrées. Un accord qualitatif a été obtenu entre les valeurs expérimentales de réflectivité modale (90% dans un guide ruban) et les résultats préliminaires de simulations numériques. La poursuite de cet axe de travail pourra inclure la fabrication de miroirs diélectriques plus performants (augmentation du nombre de paires constituant le miroir, modélisation du cône de lumière lors de la conception de l'empilement), et à terme la fabrication de miroirs tout semi-conducteur, aux propriétés spectrales façonnées à l'aide de structures diffractives (réseaux) ou à bande interdite photonique (cristaux photoniques).



**Figure 4.29** – Évolution de la puissance de pompe au seuil d'oscillation d'un DROPO avec la longueur du guide et la réflectivité modale des ondes signal et complémentaire dégénérées (échelle log.). Nous considérons le cas d'un guide de la Structure B tel que  $\alpha_{s,c} = 0.5 \text{ cm}^{-1}$  et  $\alpha_p = 1.5 \text{ cm}^{-1}$ . La ligne noire correspond à  $\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = 100 \text{ mW}$ .

Ces deux développements ayant jusqu'ici été effectués en parallèle sur des échantillons distincts, leur bénéfices respectifs n'ont pas encore été mis en commun dans un échantillon à faibles pertes aux facettes traitées. Comme l'illustre la Fig. 4.29, calculée d'après l'Éq. 3.1 avec des pertes de  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  à  $2.12 \mu\text{m}$  et  $1.5 \text{ cm}^{-1}$  à  $1.06 \mu\text{m}$ , le seuil d'oscillation devrait être accessible sans risque de brûler la facette d'injection dans des échantillons de 3 à 4 mm pour des réflectivités modales d'au moins 85%.

Vu le nombre important d'étapes de fabrication et de manipulations délicates mises en série pour obtenir un échantillon, la probabilité qu'un guide d'ondes subisse chaque opération avec une réussite optimale chute rapidement. Le principal défi consiste donc



maintenant à se placer dans ce cas idéal. Cette perspective excitante nous incite à poursuivre nos efforts, d'autant plus que des résultats préliminaires d'optique non linéaire ont été obtenus sur des guides d'ondes en cavité.

# Conclusion générale

LES travaux de cette thèse portent sur le développement des savoir-faire technologiques nécessaires à la conception et à la fabrication de dispositifs d'optique non linéaire efficaces à base de guides d'ondes biréfringents AlGaAs/AlOx. Pour cela, nos efforts se sont focalisés sur deux axes majeurs : la maîtrise de l'AlOx obtenu par oxydation sélective d'une part, et la fabrication de miroirs intégrés d'autre part, visant à terme la démonstration de nouvelles sources paramétriques intégrées, telles qu'un OPO dans le moyen IR ou une source de lumière non classique aux longueurs d'ondes télécoms.

Afin d'évaluer le potentiel de notre schéma d'accord de phase, nous avons conçu et fabriqué des guides d'ondes AlGaAs/AlOx, opérant à dégénérescence entre 775 et 1550 nm, sur lesquels nous avons mené des expériences de mélange à trois ondes, à dégénérescence (SHG) et hors dégénérescence (SFG et DFG). Grâce à l'amélioration des techniques de fabrication de ce type d'échantillons, en termes de conception, de gravure et d'oxydation, leurs performances sont aujourd'hui comparables à l'état de l'art de la conversion de fréquence en guide d'ondes AlGaAs entre 775 et 1550 nm : une efficacité de conversion normalisée  $\eta^0 \approx 1100 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  et une plage d'accordabilité  $\Delta\lambda = 570 \text{ nm}$  ont ainsi été démontrées, de même qu'une puissance record de SH  $\mathcal{P}_{\text{SH}} \approx 0.3 \text{ mW}$ . Ces performances, prometteuses en vue de la génération efficace de paires de photons télécoms par FP dans un dispositif fonctionnant à température ambiante, confirment la compétitivité du schéma d'accord de phase à biréfringence de forme et soulignent l'importance du développement du matériau AlOx pour la conception de dispositifs optoélectroniques innovants. En effet, les niveaux de pertes de propagation actuels, à  $1.55 \text{ }\mu\text{m}$  où  $\alpha_{\text{FF}} \sim 1 \text{ cm}^{-1}$ , mais surtout à  $775 \text{ nm}$  où  $\alpha_{\text{SH}} > 100 \text{ cm}^{-1}$ , constituent à ce jour le principal obstacle limitant les performances de cette technologie, et empêchent la démonstration de la FP.

S'il est clair que les pertes de propagation de nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx sont induites par le processus d'oxydation thermique humide des couches riches en AlAs, les mécanismes à leur origines restent mal connus. Afin de poursuivre le développement de nos sources paramétriques et d'améliorer la qualité de nos échantillons, nous avons établi un lien entre les propriétés physico-chimiques de l'AlOx et les pertes de

propagation de nos guides d'ondes. Sur la base d'une étude MET récente concernant la composition et la morphologie des couches d'oxydes, effectuée sur des échantillons conçus pour la conversion de fréquence descendante de  $1.06\ \mu\text{m}$  vers  $2.12\ \mu\text{m}$  et fabriqués au laboratoire *MPQ*, nous avons supposé que la diffusion des modes optiques par les interfaces rugueuses AlGaAs/AlOx était la principale source de pertes. La confrontation des mesures expérimentales de pertes, effectuées entre  $950\ \text{nm}$  et  $2.12\ \mu\text{m}$ , avec les prévisions d'un modèle diffusif donnant la dépendance qualitative des pertes avec la longueur d'onde à partir des paramètres statistiques des rugosités, a permis de confirmer cette hypothèse pour  $\lambda > 1.1\ \mu\text{m}$ , où nous observons  $\alpha \propto \lambda^{-n}$  avec  $2 < n < 4$ . Pour  $\lambda < 1.1\ \mu\text{m}$  en revanche, un nouveau mécanisme d'absorption, beaucoup plus contraignant, a été mis en évidence dans nos deux Structures A (cf. Table 2.1) et B (cf. Table 3.1). Il semblerait que cette absorption soit due à la présence de défauts ponctuels cristallins dans les matériaux semi-conducteurs contigus à l'oxyde, et en particulier l'arsenic interstitiel  $\text{As}_{\text{Ga}}$  résultant d'une mauvaise évacuation de l'excès d'arsenic produit par la réaction d'oxydation.

Un développement technologique spécifique au processus d'oxydation a alors été entrepris en collaboration avec le *LAAS* de Toulouse, pour rendre le matériau AlOx compatible avec nos applications photoniques exigeantes. Grâce à un four d'oxydation à l'état de l'art, nous avons pu identifier les paramètres ayant une influence sur les pertes de propagation et finement optimiser cette étape. Des échantillons oxydés présentant des pertes moyennes  $\bar{\alpha}$  comprises entre  $0.5$  et  $1.0\ \text{cm}^{-1}$ , et dont les meilleurs guides ont des pertes  $\alpha_{\text{min}}$  de l'ordre de  $0.3\text{--}0.4\ \text{cm}^{-1}$  ont ainsi été fabriqués. Malgré l'excellente reproductibilité du processus d'oxydation, la qualité des échantillons reste toutefois conditionnée par l'étape critique de la gravure chimique, délicate et assez peu reproductible. Afin d'aller plus loin dans l'optimisation de la qualité de l'oxyde, de nouvelles pistes de travail ont été proposées, parmi elles des traitements post-oxydation, de nouvelles géométrie d'oxydation, et des modifications de la structure épitaxiale, dont certaines ont commencé à être explorées.

Le second front sur lequel nous avons travaillé pour augmenter l'efficacité de conversion de nos dispositifs, en vue notamment de la démonstration de l'oscillation paramétrique en guides d'ondes, concerne la fabrication de miroirs dichroïques intégrés. En collaboration avec le *LPN* de Marcoussis, un procédé de fabrication de miroirs de Bragg diélectriques  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  a été mis au point : il consiste à traiter les facettes des échantillons, maintenus par un porte-échantillon dessiné *ad hoc*, tout en protégeant leur surface à l'aide d'un film de résine dissous par la suite, afin de préserver la qualité du guide. Une cavité de finesse  $\mathcal{F} \sim 7.6$ , constituée d'un guide d'ondes de  $2\ \text{mm}$  dont les facettes traitées présentent une transmission  $T_{\text{M}} \approx 90\%$  pour l'onde de pompe à  $1.06\ \mu\text{m}$ , et une réflectivité modale  $R_{\text{M}} \approx 90\%$  pour les ondes signal et complémentaire à  $2.12\ \mu\text{m}$ , a ainsi été obtenue. L'efficacité de conversion d'un guide d'ondes placé dans une telle cavité, bénéficiant d'un facteur d'exaltation  $\mathcal{F}^2$ , devrait gagner entre un

et deux ordres de grandeur. Cet échantillon a, pour la première fois concernant nos guides GaAs/AlOx, permis d'observer la FP dans un guide d'ondes en cavité, avec une efficacité externe  $\eta_{\text{FP}}^{\text{ext}} \sim 8 \times 10^{-9}$ , sans toutefois atteindre le seuil d'oscillation désiré.

## Perspectives

Les perspectives de ce travail de thèse sont multiples. D'un point de vue science des matériaux tout d'abord, le développement de l'AlOx visant à rendre ce matériau compatible avec les plus exigeantes des applications photoniques intégrées est un sujet à fort potentiel. Dans l'avenir, le regroupement des expertises des laboratoires *LAAS*, *LPN* et *MPQ*, et de leurs moyens technologiques respectifs de croissance, de fabrication et de caractérisation devrait permettre de poursuivre efficacement ce travail sur les différentes pistes évoquées précédemment. D'un point de vue des dispositifs ensuite, grâce à la diminution de la puissance de pompe au seuil d'oscillation à des valeurs acceptables, les différents développements technologiques présentés dans cette thèse permettent d'envisager à moyen terme la démonstration d'un OPO monolithique en guide d'ondes émettant dans le moyen IR.

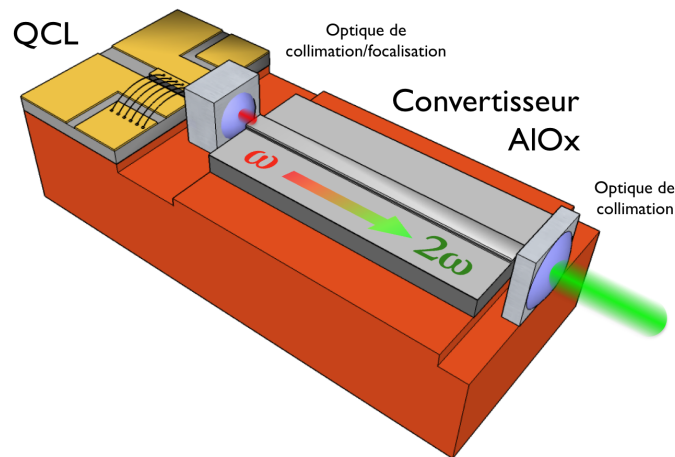
Par ailleurs, l'ensemble des savoir-faire dont dispose aujourd'hui l'équipe *DON* constitue une « boîte à outils » à partir de laquelle de nouvelles sources paramétriques innovantes peuvent être conçues. Dans la suite, nous présentons une sélection d'idées et de travaux préliminaires allant dans ce sens.

**Doublage de fréquence d'un QCL** Toujours dans l'optique de fabriquer une source cohérente émettant dans le moyen IR, entre 2 et 3  $\mu\text{m}$ , nous nous intéressons ici à la stratégie consistant, non plus à exploiter la conversion de fréquence descendante d'une diode laser émettant vers 1  $\mu\text{m}$ , mais à atteindre cette zone spectrale par conversion montante, et plus particulièrement par doublage de fréquence d'un QCL émettant entre 4 et 5  $\mu\text{m}$ . Malgré une accordabilité plus limitée que celle d'un OPO, l'intérêt de la réalisation d'un tel convertisseur de fréquence en guide d'ondes GaAs/AlOx provient de la faible quantité d'AlOx nécessaire à l'obtention de l'accord de phase<sup>38</sup>. Les faibles pertes de propagation, qui résultent du nombre restreint d'interfaces oxyde/semi-conducteur et des grandes longueurs d'ondes impliquées, devraient alors permettre l'exploration d'un régime de conversion de fréquence très efficace.

L'idée que nous poursuivons ici est d'associer la source de pompe au convertisseur passif dans un système compact, comme schématisé en Fig. 1. L'émission d'un QCL étant polarisée TM, l'accord de phase pour la SHG devra donc être du type  $\text{TM} + \text{TM} \rightarrow \text{TE}$ , de sorte que le convertisseur AlOx représenté en Fig. 1 devrait en toute rigueur être épitaxié sur substrat GaAs (111) par exemple, pour que dans cette configuration, la non linéarité du matériau couple les trois polarisations d'intérêt.

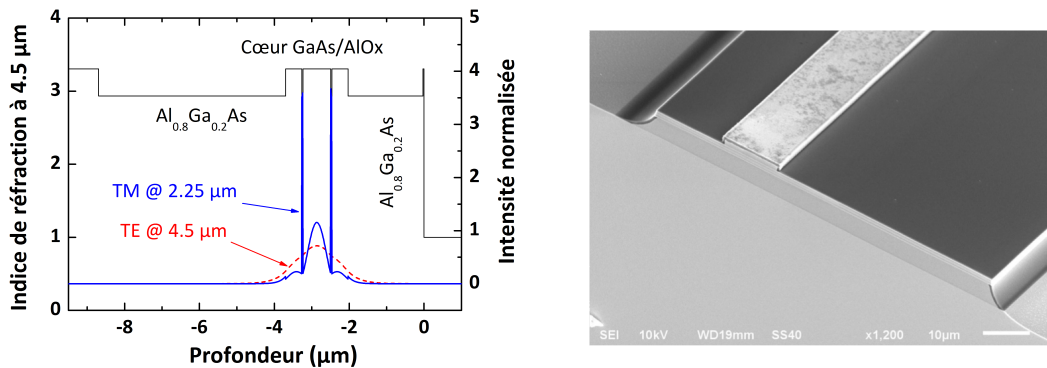
---

38. En effet, la dispersion chromatique du GaAs entre 2.5 et 5  $\mu\text{m}$  est  $\sim 8$  fois plus faible que celle entre 1 et 2  $\mu\text{m}$  –  $\Delta n = 0.02$  contre 0.17 respectivement.



**Figure 1** – Schéma de principe d'une source paramétrique émettant dans le moyen IR. L'intégration hétérogène de la source de pompe, du cristal doubleur et des optiques de collimation est effectuée sur un support monolithique compact.

L'épithaxie sur de tels substrats n'étant pas optimale, le schéma d'accord de phase  $TE + TE \rightarrow TM$  sur substrat (001) que nous avons retenu nécessite de pivoter le QCL à  $90^\circ$ .



(a) Structure verticale et modes optiques

(b) Cliché MEB d'une facette

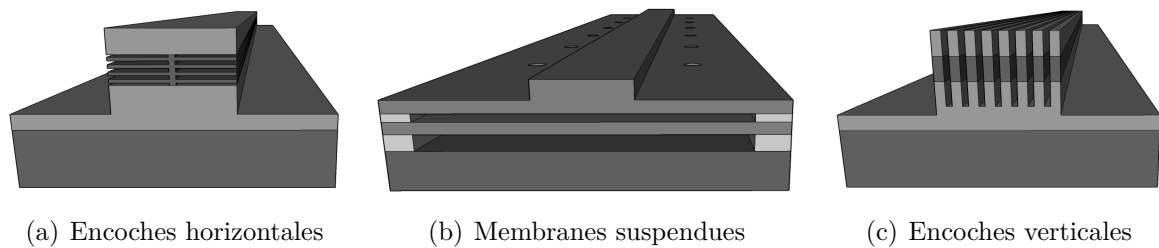
**Figure 2** – Dessin d'une structure AlGaAs/AlOx (trait fin noir) réalisant un accord de phase de type I entre deux modes fondamentaux TE à  $4.5 \mu\text{m}$  (tirets rouge) et TM à  $2.25 \mu\text{m}$  (ligne bleue continue). Le confinement latéral est obtenu après gravure d'un guide à double *mesa*.

Deux couches d'AlOx suffisent à obtenir l'accord de phase dans le cas d'un QCL émettant à  $4.5 \mu\text{m}$ <sup>39</sup>, comme illustré en Fig. 2a, où l'on représente la structure guidante

<sup>39</sup>. Le choix de la longueur d'onde du QCL de pompe est effectué de sorte à ce que ni la FF ni le SH ne se trouve dans la bande d'absorption de l'AlOx hydraté, entre  $2.7 \mu\text{m}$  et  $4.0 \mu\text{m}$  [36, 119].

verticale et les modes optiques à dégénérescence. Les longueurs d'ondes mises en jeu étant deux fois plus grandes que dans la Structure B, l'épaisseur des couches de bas indice entourant le cœur guidant a dû être augmentée pour éviter les fuites des modes guidés vers le substrat GaAs. La croissance de cette structure a été effectuée au *LPN* par A. Lemaître ; les guides d'ondes ont ensuite été gravés et oxydés au *LAAS*. Un cliché MEB de la facette clivée d'un guide d'ondes à double *mesa* est donnée en Fig. 2b. Les expériences d'optiques, débutées à la fin de ce travail de thèse en collaboration avec l'équipe *QUAD* du laboratoire *MPQ* se poursuivent au *Thales III-V Lab*, qui dispose des QCLs adéquats et d'un banc optique conçu pour le moyen IR.

**Structures sans AlOx** Une solution radicale au problème des pertes causées par l'AlOx consiste à changer de paradigme en considérant des structures alternatives sans oxyde. Grâce au large éventail de techniques de gravure disponibles en salle blanche, nous pouvons, à plus long terme, envisager la conversion de fréquence dans des structures guidantes originales, dans lesquelles l'air remplacerait l'AlOx. Pour cela, nous avons envisagé différentes structures de ce type, représentées en Fig. 3.



**Figure 3** – Propositions de structures GaAs/air pour la conversion de fréquence optique.

Le dessin de tels guides d'ondes doit tenir compte de contraintes spécifiques pour chacune d'elles :

- *guides à encoches horizontales* : les encoches pourraient être obtenues par gravure sélective à l'acide fluorhydrique de couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  riches en aluminium. Des test préliminaires effectués sur nos structures ont permis de montrer que le seuil de sélectivité se situe entre  $x = 0.70$  et  $x = 0.80$ , et que la gravure d'encoche épaisses de  $\sim 30$  nm sur plusieurs microns est aisément réalisable. Le tronc central doit quant à lui être suffisamment fin (de l'ordre de  $\lambda/n$ ) pour « déconfiner » les modes optiques dans la structure multicouche.
- *guides à membranes suspendues* : les membranes pourraient également être libérées par sous-gravure sélective de couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  riches en aluminium. À la manière des membranes à cristaux photoniques, l'accès à ces couches sacrificielles se ferait par gravure profonde de trous à l'écart du ruban assurant le confinement latéral des modes optiques. Des couches d'air et de semi-conducteur

de quelque centaines de nanomètres d'épaisseur suffisent alors à accorder en phase une interaction dans le proche et moyen IR.

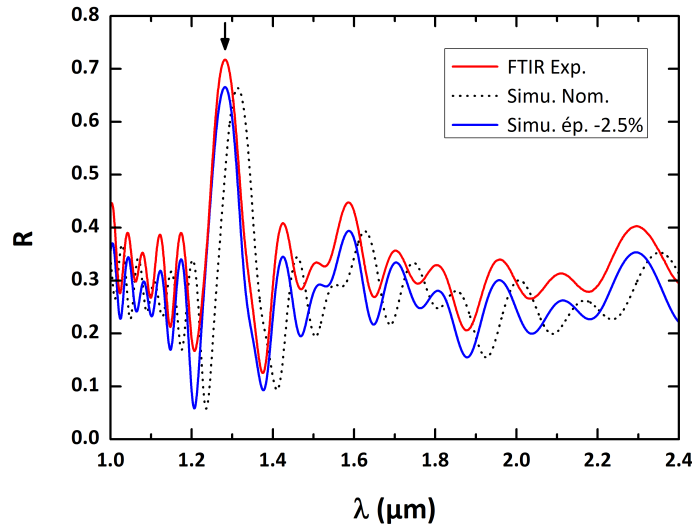
- *guides à encoches verticales* : de profondes encoches verticales doivent être réalisées par gravure physique, de type ICP-RIE. À l'heure actuelle, le rapport d'aspect maximal envisageable est cependant limité à 1:10 voire 1:15, de même que la largeur minimale des encoches est limitée à  $\sim 100$  nm. Dans cette configuration les règles de sélection des polarisations des champs en interaction doivent également être adaptées dans la mesure où ce sont les modes TE qui subissent le plus les discontinuités d'indice.

D'un point de vue pratique, l'accumulation de contraintes technologiques conjuguée à l'exigence de qualité requise pour obtenir des dispositifs opérationnels rend ces propositions plutôt ambitieuses ; leur réalisation serait un considérable défi technologique. Toutefois, grâce aux savoir-faire de l'équipe *DON* et de ses collaborateurs, une multitude de possibilités s'offre à nous pour concevoir et fabriquer ces nouvelles sources paramétriques intégrées dans la plate-forme AlGaAs.

# Annexe A

## Calibration de la structure épitaxiée

Afin de calibrer l'imprécision du bâti de croissance et de déterminer l'écart relatif de la structure réelle à la structure nominale, nous comparons un spectre de réflectivité expérimental mesuré au FTIR sur la plaque épitaxiée à celui de la structure théorique. En effet, les résonances du schéma d'interférence résultant des réflexions partielles aux multiples interfaces de la structure sont entièrement déterminées par l'épaisseur optique des différentes couches.



**Figure A.1** – Spectre expérimental de réflectivité sous incidence normale, effectué sur la plaque *BIR107* (ligne rouge), et spectres simulés, à partir de la Structure A (pointillés noirs et ligne bleue).

Dans le cas de la Structure A donnée en Table 2.1 et de la plaque épitaxiée correspondante, référencée sous l'appellation *BIR107*, le spectre de réflectivité expérimental, mesuré au FTIR, est donné en Fig. A.1. Celui de la structure nominale est quant à lui



simulé (avec la méthode des matrices de transferts) à partir des épaisseurs de la fiche de croissance et avec les indices de réfraction des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  donnés par le modèle de Gehrsitz (dépendant de la température, de la longueur d'onde et de la concentration en Aluminium).

Pour comparer les deux spectres, nous avons sélectionné une frange caractéristique, étroite et contrastée, repérée par la flèche à  $\lambda \sim 1.28 \mu\text{m}$ . L'imprécision du bâti se traduit alors par le déphasage observé entre ces courbes. Pour quantifier l'écart à la structure nominale, nous avons fait le choix arbitraire de considérer que seules les épaisseurs des couches étaient affectées d'une erreur systématique. La courbe bleue, reproduisant au mieux les données expérimentales, est alors obtenue pour une structure dont toutes les couches ont une épaisseur inférieure à leur valeur nominale de 2.5%. D'un point de vue d'optique non linéaire, cette différence se traduit, pour la Structure A, par un décalage vers le bleu de la longueur d'onde de dégénérescence  $\lambda_0$  de 15 nm, qui s'ajoute au décalage vers le rouge dû au confinement latéral des modes.

# Annexe B

## Liste des publications

### Articles de revue

1. **M. SAVANIER**, A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, E. GALOPIN, C. MANQUEST, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « Large second-harmonic generation at 1.55  $\mu\text{m}$  in oxidized AlGaAs waveguides », *Optics Letters*, Vol. 36, n° 15, pp. 2955–2957 (2011).
2. **M. SAVANIER**, A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, C. MANQUEST, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « Nearly degenerate three-wave mixing at 1.55  $\mu\text{m}$  oxidized AlGaAs waveguides », *Optics Express*, Vol. 19, n° 23, pp. 22582–22587 (2011).
3. **M. SAVANIER**, A. ANDRONICO, X. LAFOSSE, L. LANCO, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « Technological developments of oxidized AlGaAs waveguides for non-linear optics », *Journal of Applied Physics*, en préparation (2013).

### Chapitres de livre

1. E. GUILLOTTEL, M. RAVARO, F. GHIGLIENO, **M. SAVANIER**, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « GaAs/AlOx Nonlinear Waveguides for Infrared Tunable Generation », in *Advances in Optical and Photonic Devices*, Ki Young Kim (Éd.), ISBN : 978-953-7619-76-3, InTech, disponible sur <http://www.intechopen.com> (2010).
2. **M. SAVANIER**, C. OZANAM, F. GHIGLIENO, L. LANCO, X. LAFOSSE, A. LEMAÎTRE, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « Technological Challenges for Efficient Integrated AlGaAs Nonlinear Devices », in *Optoelectronics - Advanced Materials and Devices*, Sergei L. Pyshkin (Éd.), ISBN : 980-953-307-616-9, InTech, disponible sur <http://www.intechopen.com> (2013).

### Actes de conférences internationales

1. E. Guillotel, C. LANGLOIS, **M. SAVANIER\***, F. GHIGLIENO, S. DUCCI, I. FAVERO, et G. LEO, « Propagation losses in GaAs/AlOx nonlinear waveguide and their

- impact on parametric oscillation threshold », *SPIE Photonics Europe* – Bruxelles (Belgique), Proc. of SPIE 7728 (2010).
2. **M. SAVANIER\***, F. GHIGLIENO, X. LAFOSSE, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « Technologic constraints in GaAs/AlOx nonlinear waveguides », *EOSAM* – Paris (France), TOM6\_3513\_04 (2010).
  3. **M. SAVANIER\***, F. GHIGLIENO, S. DUCCI, I. FAVERO, et G. LEO, « Spectral study of propagation losses of GaAs/AlOx nonlinear waveguides », *CLEO Europe* – Munich (Allemagne), CD\_P37 (2011).
  4. **M. SAVANIER**, A. LEMAÎTRE, C. MANQUEST, F. GHIGLIENO, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO\*, « Efficient CW SHG in AlGaAs/AlOx waveguides », *NLO* – Kauai (USA), NTuE2 (2011).
  5. A. ORIEUX, **M. SAVANIER**, C.E. RODRIGUES DE SOUZA, A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, P. Filloux, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO, et S. DUCCI\*, « Semiconductor sources of two-photon states at room temperature in the telecom range » (invité) *SPIE Photonics West* – San Francisco (USA), Proc. Of SPIE 8268 (2012).
  6. **M. SAVANIER\***, A. ANDRONICO, X. LAFOSSE, P. Filloux, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « Integrated cavity for a GaAs-based OPO », *CLEO* – San Jose (USA), JW4A.66 (2012).

## Actes de conférences nationales

1. F. GHIGLIENO\*, **M. SAVANIER**, S. DUCCI, I. FAVERO, et G. LEO, « Rugosité et pertes de propagation dans des guides d'ondes GaAs/AlOx », Société Française d'Optique – *JNOG2010*, Besançon (2010).
2. **M. SAVANIER\***, A. LEMAÎTRE, C. MANQUEST, A. ANDRONICO, I. FAVERO, S. DUCCI, et G. LEO, « Génération efficace de second harmonique continu en guide d'ondes AlGaAs/AlOx », Société Française d'Optique – *JNOG2011*, Marseille (2011).

# Bibliographie

- [1] C. KOOS, P. VORREAU, T. VALLAITIS, P. DUMON, W. BOGAERTS, R. BAETS, B. ESEMBESON, I. BIAGGIO, T. MICHINOBU, D. F., W. FREUDE et J. LEUTHOLD, « All-optical high-speed signal processing with silicon-organic hybrid slot waveguides », *Nature Photonics*, Vol. 3, n° 4, pp. 216–219, 2009.
- [2] J. O'BRIEN, A. FURUSAWA et J. VUCKOVIC, « Photonic quantum technologies », *Nature Photonics*, Vol. 3, n° 12, pp. 687–695, 2009.
- [3] L. PAVESI, « Will silicon be the photonic material of the third millenium ? », *Journal of Physics : Condensed Matter*, Vol. 15, n° 26, 2003.
- [4] G. ROELKENS, L. LIU, D. LIANG, R. JONES, A. FANG, B. KOCH et J. BOWERS, « III-V/silicon photonics for on-chip and intra-chip optical interconnects », *Laser & Photonics Reviews*, Vol. 4, n° 6, pp. 751–779, 2010.
- [5] R. HALL, G. FENNER, J. KINGSLEY, T. SOLTYS et R. CARLSON, « Coherent light emission from GaAs junctions », *Physical Review Letters*, Vol. 9, n° 9, pp. 366–368, 1962.
- [6] J. FAIST, F. CAPASSO, D. SIVCO, C. SIRTORI, A. HUTCHINSON et A. CHO, « Quantum cascade laser », *Science*, Vol. 264, n° 5158, pp. 553–556, 1994.
- [7] R. TEISSIER, P. CHRISTOL et A. JOULLIÉ, « Nouveaux lasers à semiconducteurs pour le moyen infrarouge », *Images de la Physique*, pp. 179–185, 2005.
- [8] W. BEWLEY, C. CANEDY, C. S. KIM, M. KIM, C. MERRITT, J. ABELL, I. VURGATMAN et J. MEYER, « High-power room-temperature continuous-wave mid-infrared interband cascade lasers », *Optics Express*, Vol. 20, n° 19, pp. 20894–20901, 2012.
- [9] A. BISMUTO, S. RIEDI, B. HINKOV, M. BECK et J. FAIST, « Sb-free quantum cascade lasers in the 3–4  $\mu\text{m}$  spectral range », *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 27, n° 4, p. 045013, 2012.
- [10] P. LAFFAILLE, J. C. MORENO, R. TEISSIER, M. BAHRIZ et A. N. BARANOV, « High temperature operation of short wavelength InAs-based quantum cascade lasers », *AIP Advances*, Vol. 2, n° 2, 2012.
- [11] F. DIMROTH, C. AGERT et A. BETT, « Growth of Sb-based materials by MOVPE », *Journal of Crystal Growth*, Vol. 248, n° 0, pp. 265–273, 2003.

- [12] THE-SCOTT-PARTNERSHIP, « Mid-infrared lasers », *Nature Photonics*, Vol. 4, n° 8, pp. 576–577, 2010.
- [13] A. VIZBARAS, M. ANDERS, C. GRASSE, S. KATZ, G. BOEHM, R. MEYER, M. BELKIN et M.-C. AMANN, « Short-wavelength InP quantum cascade laser sources by quasi-phase-matched intracavity second-harmonic generation », *Physica Status Solidi (C)*, Vol. 9, n° 2, pp. 298–301, 2012.
- [14] J. A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING et P. S. PERSHAN, « Interactions between light waves in a nonlinear dielectric », *Physical Review*, Vol. 127, n° 6, pp. 1918–1939, 1962.
- [15] R. BOYD, *Nonlinear optics*. Academic Press, 2008.
- [16] J. GIORDMAINE et R. MILLER, « Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO<sub>3</sub> at optical frequencies », *Physical Review Letters*, Vol. 14, n° 24, pp. 973–976, 1965.
- [17] I. SHOJI, T. KONDO et R. ITO, « Second-order nonlinear susceptibilities of various dielectric and semiconductor materials », *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 34, n° 8, pp. 797–833, 2002.
- [18] R. MILLER, « Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals », *Applied Physics Letters*, Vol. 5, n° 1, pp. 17–19, 1964.
- [19] J. GIORDMAINE, « Mixing of light beams in crystals », *Physical Review Letters*, Vol. 8, n° 1, pp. 19–20, 1962.
- [20] K. PARAMESWARAN, R. ROUTE, J. KURZ, R. ROUSSEV, M. FEJER et M. FUJIMURA, « Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate », *Optics Letters*, Vol. 27, n° 3, pp. 179–181, 2002.
- [21] E. POMARICO, B. SANGUINETTI, N. GISIN, R. THEW, H. ZBINDEN, G. SCHREIBER, A. THOMAS et W. SOHLER, « Waveguide-based OPO source of entangled photon pairs », *New Journal of Physics*, Vol. 11, n° 11, p. 113042, 2009.
- [22] S. ORLOV, W. GRUNDKÖTTER, D. HOFMANN, V. QUIRING, R. RICKEN, H. SUCHE et W. SOHLER, « Mid-infrared integrated optical parametric generators and oscillators with periodically poled Ti:LiNbO<sub>3</sub> waveguides », in *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications* (M. EBRAHIM-ZADEH et I. SOROKINA, édés), NATO Science for Peace and Security Series B : Physics and Biophysics, pp. 377–392, Springer, 2008.
- [23] X. YU, L. SCACCABAROZZI, A. LIN, M. FEJER et J. HARRIS, « Growth of GaAs with orientation-patterned structures for nonlinear optics », *Journal of Crystal Growth*, Vol. 301-302, pp. 163–167, 2007.
- [24] J. OTA, W. NARITA, I. OHTA, T. MATSUSHITA et T. KONDO, « Fabrication of periodically-inverted AlGaAs waveguides for quasi-phase-matched wavelength

- conversion at  $1.55\mu\text{m}$  », *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 48, n° 4, p. 04C110, 2009.
- [25] M. ORON, P. BLAU, S. PEARL et M. KATZ, « Optical parametric oscillation in orientation patterned GaAs waveguides », *Proceedings of SPIE*, Vol. 8240, p. 82400C, 2012.
- [26] B. WEST et A. HELMY, « Analysis and design equations for phase matching using Bragg reflector waveguides », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 12, n° 3, pp. 431–442, 2006.
- [27] J. HAN, P. ABOLGHASEM, B. BIJLANI et A. HELMY, « Continuous-wave sum-frequency generation in AlGaAs Bragg reflection waveguides », *Optics Letters*, Vol. 34, n° 23, pp. 3656–3658, 2009.
- [28] S. TANZILLI, W. TITTEL, H. DE RIEDMATTEN, H. ZBINDEN, P. BALDI, M. DEMICHELI, D. OSTROWSKY et N. GISIN, « PPLN waveguide for quantum communication », *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, Vol. 18, n° 2, pp. 155–160, 2002.
- [29] R. HORN, P. ABOLGHASEM, B. BIJLANI, D. KANG, A. HELMY et G. WEIHS, « Monolithic source of photon pairs », *Physical Review Letters*, Vol. 108, n° 15, p. 153605, 2012.
- [30] B. BIJLANI et A. HELMY, « Bragg reflection waveguide diode lasers », *Optics Letters*, Vol. 34, n° 23, pp. 3734–3736, 2009.
- [31] B. BIJLANI, P. ABOLGHASEM et A. HELMY, « Intracavity parametric fluorescence in diode lasers », in *CLEO : Laser Applications to Photonic Applications*, p. PDPA3, Optical Society of America, 2011.
- [32] J. van der ZIEL, « Phase-matched harmonic generation in a laminar structure with wave propagation in the plane of the layers », *Applied Physics Letters*, Vol. 26, n° 2, pp. 60–61, 1975.
- [33] J. DALLESSASSE, N. HOLONYAK JR., A. SUGG, T. RICHARD et N. EL-ZEIN, « Hydrolyzation oxidation of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-AlAs-GaAs}$  quantum well heterostructures and superlattices », *Applied Physics Letters*, Vol. 57, n° 26, pp. 2844–2846, 1990.
- [34] A. FIORE, V. BERGER, E. ROSENCHER, P. BRAVETTI, N. LAURENT et J. NAGLE, « Phase-matched mid-infrared difference frequency generation in gaas-based waveguides », *Applied Physics Letters*, Vol. 71, n° 25, pp. 3622–3624, 1997.
- [35] A. FIORE, S. JANZ, L. DELOBEL, P. van der MEER, P. BRAVETTI, V. BERGER, E. ROSENCHER et J. NAGLE, « Second-harmonic generation at  $\lambda = 1.6\mu\text{m}$  in AlGaAs/ $\text{Al}_2\text{O}_3$  waveguides using birefringence phase matching », *Applied Physics Letters*, Vol. 72, n° 23, pp. 2942–2944, 1998.

- [36] P. BRAVETTI, A. FIORE, V. BERGER, E. ROSENCHER, J. NAGLE et O. GAUTHIER-LAFAYE, « 5.2-5.6  $\mu\text{m}$  source tunable by frequency conversion in a GaAs-based waveguide », *Optics Letters*, Vol. 23, n° 5, pp. 331–333, 1998.
- [37] A. DE ROSSI, V. BERGER, M. CALLIGARO, G. LEO, V. ORTIZ et X. MARCADET, « Parametric fluorescence in oxidized aluminum gallium arsenide waveguides », *Applied Physics Letters*, Vol. 79, n° 23, pp. 3758–3760, 2001.
- [38] E. GUILLOTTEL, M. RAVARO, F. GHIGLIENO, C. LANGLOIS, C. RICOLLEAU, S. DUCCI, I. FAVERO et G. LEO, « Parametric amplification in GaAs/AlOx waveguide », *Applied Physics Letters*, Vol. 94, n° 17, p. 171110, 2009.
- [39] E. GUILLOTTEL, C. LANGLOIS, F. GHIGLIENO, G. LEO et C. RICOLLEAU, « TEM characterization of oxidized AlGaAs/AlAs nonlinear optical waveguides », *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 43, n° 38, p. 385302, 2010.
- [40] M. RAVARO, *Nonlinear GaAs/AlOx waveguides for parametric down-conversion*. Thèse de doctorat, Université Paris VII - Paris Diderot, 2008.
- [41] E. GUILLOTTEL, *Caractérisation optique et structurale de guides d'ondes non-linéaires GaAs/AlOx*. Thèse de doctorat, Université Paris VII - Paris Diderot, 2009.
- [42] P. FRANKEN, A. HILL, C. PETERS et G. WEINREICH, « Generation of optical harmonics », *Physical Review Letters*, Vol. 7, n° 4, pp. 118–119, 1961.
- [43] D. KLEINMAN, « Nonlinear dielectric polarization in optical media », *Physical Review*, Vol. 126, n° 6, pp. 1977–1979, 1962.
- [44] R. SUTHERLAND, *Handbook of nonlinear optics*. Marcel Dekker, 2003.
- [45] R. BYER et R. HERBST, « Parametric oscillation and mixing », in *Nonlinear Infrared Generation* (Y. SHEN, éd.), Vol. 16 in *Topics in Applied Physics*, pp. 81–137, Springer, 1977.
- [46] J. A. ARMSTRONG, « Measurement of picosecond laser pulse widths », *Applied Physics Letters*, Vol. 10, n° 1, pp. 16–18, 1967.
- [47] C. LANGROCK, S. KUMAR, J. MCGEEHAN, A. WILLNER et M. FEJER, « All-optical signal processing using  $\chi^{(2)}$  nonlinearities in guided-wave devices », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, n° 7, pp. 2579–2592, 2006.
- [48] J. PELC, Q. ZHANG, C. PHILLIPS, L. YU, Y. YAMAMOTO et M. FEJER, « Cascaded frequency upconversion for high-speed single-photon detection at 1550nm », *Optics Letters*, Vol. 37, n° 4, pp. 476–478, 2012.
- [49] C. FISCHER et M. SIGRIST, « Mid-IR difference frequency generation », in *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources* (I. SOROKINA et K. VODOPYANOV, édés), Vol. 89 in *Topics in Applied Physics*, pp. 99–143, Springer, 2003.
- [50] S. YOO, « Wavelength conversion technologies for WDM network applications », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, n° 6, pp. 955–966, 1996.

- [51] W. LOUISELL, A. YARIV et A. SIEGMAN, « Quantum fluctuations and noise in parametric processes. I. », *Physical Review*, Vol. 124, n° 6, pp. 1646–1654, 1961.
- [52] A. YARIV, *Quantum electronics*. Wiley, 1989.
- [53] P. BALDI, M. SUNDHEIMER, K. EL HADI, M. de MICHELI et D. OSTROWSKY, « Comparison between difference-frequency generation and parametric fluorescence in quasi-phase-matched lithium niobate stripe waveguides », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 2, n° 2, pp. 385–395, 1996.
- [54] L. MANDEL, « Non-classical states of the electromagnetic field », *Physica Scripta*, Vol. 1986, n° T12, pp. 34–42, 1986.
- [55] A. METE, G. DI GIUSEPPE, M. SHAW, A. SERGIENKO, B. SALEH et M. TEICH, « Multiparameter entanglement in femtosecond parametric down-conversion », *Physical Review A*, Vol. 65, n° 2, p. 023808, 2002.
- [56] M. EBRAHIM-ZADEH, « Mid-infrared optical parametric oscillators and applications », in *Mid-Infrared Coherent Sources and Applications* (M. EBRAHIM-ZADEH et I. SOROKINA, eds), NATO Science for Peace and Security Series B : Physics and Biophysics, pp. 347–375, Springer, 2008.
- [57] T. TAMIR, *Integrated optics*. Springer, 1975.
- [58] R. HUNSPERGER, *Integrated Optics, Theory and Technology*. Springer, 2009.
- [59] S. GEHRSTZ, F. REINHART, C. GOURGON, N. HERRES, A. VONLANTHEN et H. SIGG, « The refractive index of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  below the band gap : Accurate determination and empirical modeling », *Journal of Applied Physics*, Vol. 87, n° 11, pp. 7825–7837, 2000.
- [60] P. YEH, *Optical waves in layered media*. Wiley, 2005.
- [61] K. KAWANO et T. KITOH, *Introduction to Optical Waveguide Analysis : Solving Maxwell's Equation and the Schrödinger Equation*. Wiley, 2001.
- [62] A. TAFLOVE et S. HAGNESS, *Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House, 2005.
- [63] V. BERGER et C. SIRTORI, « Nonlinear phase matching in THz semiconductor waveguides », *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 19, n° 8, pp. 964–970, 2004.
- [64] P. ABOLGHASEM, J. HAN, B. BIJLANI et A. HELMY, « Type-0 second order nonlinear interaction in monolithic waveguides of isotropic semiconductors », *Optics Express*, Vol. 18, n° 12, pp. 12681–12689, 2010.
- [65] S. YOO, R. BHAT, C. CANEAU et M. KOZA, « Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding », *Applied Physics Letters*, Vol. 66, n° 25, pp. 3410–3412, 1995.



- [66] S. DUCCI, L. LANCO, V. BERGER, A. DE ROSSI, V. ORTIZ et M. CALLIGARO, « Continuous-wave second-harmonic generation in modal phase matched semiconductor waveguides », *Applied Physics Letters*, Vol. 84, n° 16, pp. 2974–2976, 2004.
- [67] D. DUCHESNE, K. RUTKOWSKA, M. VOLATIER, F. LÉGARÉ, S. DELPRAT, M. CHAKER, D. MODOTTO, A. LOCATELLI, C. DE ANGELIS, M. SOREL, D. CHRISTODOULIDES, G. SALAMO, R. ARÈS, V. AIMEZ et R. MORANDOTTI, « Second harmonic generation in AlGaAs photonic wires using low power continuous wave light », *Optics Express*, Vol. 19, n° 13, pp. 12408–12417, 2011.
- [68] F. SFIGAKIS, P. PADDON, V. PACRADOUNI, M. ADAMCYK, C. NICOLL, A. COWAN, T. TIEDJE et J. YOUNG, « Near-infrared refractive index of thick, laterally oxidized AlGaAs cladding layers », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 18, n° 2, pp. 199–202, 2000.
- [69] A. FIORE, V. BERGER, E. ROSENCHER, P. BRAVETTI et J. NAGLE, « Phase matching using an isotropic nonlinear optical material », *Nature*, Vol. 391, n° 6666, pp. 463–466, 1998.
- [70] M. RAVARO, M. LE DÛ, J.-P. LIKFORMAN, S. DUCCI, V. BERGER, G. LEO et X. MARCADET, « Estimation of parametric gain in GaAs/AlOx waveguides by fluorescence and second harmonic generation measurements », *Applied Physics Letters*, Vol. 91, n° 19, p. 191110, 2007.
- [71] L. SCACCABAROZZI, M. FEJER, Y. HUO, S. FAN, X. YU et J. HARRIS, « Enhanced second-harmonic generation in AlGaAs/Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub> tightly confining waveguides and resonant cavities », *Optics Letters*, Vol. 31, n° 24, pp. 3626–3628, 2006.
- [72] A. DI FALCO, C. CONTI et G. ASSANTO, « Quadratic phase matching in slot waveguides », *Optics Letters*, Vol. 31, n° 21, pp. 3146–3148, 2006.
- [73] S.-H. YANG, M. COOPER, P. BANDARU et S. MOOKHERJEA, « Giant birefringence in multi-slotted silicon nanophotonic waveguides », *Optics Express*, Vol. 16, n° 11, pp. 8306–8316, 2008.
- [74] J. KHURGIN, M. PRUESSNER, T. STIEVATER et W. RABINOVICH, « Suspended AlGaAs waveguides for tunable difference frequency generation in mid-infrared », *Optics Letters*, Vol. 33, n° 24, pp. 2904–2906, 2008.
- [75] M. OHASHI, T. KONDO, R. ITO, S. FUKATSU, Y. SHIRAKI, K. KUMATA et S. KANO, « Determination of quadratic nonlinear optical coefficient of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As system by the method of reflected second harmonics », *Journal of Applied Physics*, Vol. 74, n° 1, pp. 596–601, 1993.
- [76] J. CHILWELL et I. HODGKINSON, « Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides », *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 1, n° 7, pp. 742–753, 1984.

- [77] D. HALL, H. WU, L. KOU, Y. LUO, R. EPSTEIN, O. BLUM et H. HOU, « Refractive index and hygroscopic stability of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  native oxides », *Applied Physics Letters*, Vol. 75, n° 8, pp. 1110–1112, 1999.
- [78] O. DURAND, F. WYCKZISK, J. OLIVIER, M. MAGIS, P. GALTIER, A. DE ROSSI, M. CALLIGARO, V. ORTIZ, V. BERGER, G. LEO et G. ASSANTO, « Contraction of aluminum oxide thin layers in optical heterostructures », *Applied Physics Letters*, Vol. 83, n° 13, pp. 2554–2556, 2003.
- [79] J.-H. KIM, D. LIM, K. KIM, G. YANG, K. LIM et H. LEE, « Lateral wet oxidation of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs depending on its structures », *Applied Physics Letters*, Vol. 69, n° 22, pp. 3357–3359, 1996.
- [80] K. CHOQUETTE, K. GEIB, C. ASHBY, R. TWESTEN, O. BLUM, H. HOU, D. FOLLSTAEDT, B. HAMMONS, D. MATHES et R. HULL, « Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, n° 3, pp. 916–926, 1997.
- [81] A. DE ROSSI, V. BERGER, G. LEO et G. ASSANTO, « Form birefringence phase matching in multilayer semiconductor waveguides : tuning and tolerances », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 41, n° 10, pp. 1293–1302, 2005.
- [82] A. CLAWSON, « Guide to references on III-V semiconductor chemical etching », *Materials Science and Engineering : R : Reports*, Vol. 31, n° 1–6, pp. 1–438, 2001.
- [83] F. CHOUCANE, J. DOUCET, A. ARNOULT, G. LACOSTE, C. FONTAINE et G. ALMUNEAU, « A new approach of planar oxidation of buried  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ /GaAs epitaxial structures for optical and electrical confinement applications », *Physica Status Solidi (C)*, Vol. 9, n° 2, pp. 338–341, 2012.
- [84] I. SUÁREZ, G. ALMUNEAU, M. CONDÉ, A. ARNOULT et C. FONTAINE, « Optimal control of AlAs oxidation via digital alloy heterostructure compositions », *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 42, n° 17, p. 175105, 2009.
- [85] B. DEAL et A. GROVE, « General relationship for the thermal oxidation of silicon », *Journal of Applied Physics*, Vol. 36, n° 12, pp. 3770–3778, 1965.
- [86] M. OCHIAi, G. GIUDICE, H. TEMKIN, J. SCOTT et T. COCKERILL, « Kinetics of thermal oxidation of AlAs in water vapor », *Applied Physics Letters*, Vol. 68, n° 14, pp. 1898–1900, 1996.
- [87] P.-C. KU et C. CHANG-HASNAIN, « Thermal oxidation of AlGaAs : modeling and process control », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 39, n° 4, pp. 577–585, 2003.
- [88] W. NAKWASKI, M. WASIAK, P. MAĆKOWIAK, W. BEDYK, M. OSIŃSKI, A. PASSASEO, V. TASCO, M. TODARO, M. D. VITTORIO, R. JORAY, J. CHEN, R. STANLEY et A. FIORE, « Oxidation kinetics of AlAs and (AlGa)As layers in GaAs-based diode laser structures : comparative analysis of available experimental data », *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 19, n° 3, pp. 333–341, 2004.

- [89] C. ASHBY, « Dynamics of wet oxidation of high-Al-content III-V materials », *MRS Online Proceedings Library*, Vol. 535, pp. 179–188, 1999.
- [90] G. ALMUNEAU, R. BOSSUYT, P. COLLIÈRE, L. BOUSCAYROL, M. CONDÉ, I. SUAREZ, V. BARDINAL et C. FONTAINE, « Real-time in situ monitoring of wet thermal oxidation for precise confinement in VCSELs », *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 23, n° 10, p. 105021, 2008.
- [91] V. BERGER, « Second-harmonic generation in monolithic cavities », *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 14, n° 6, pp. 1351–1360, 1997.
- [92] P. ABOLGHASEM, J. HAN, B. BIJLANI, A. ARJMAND et A. HELMY, « Continuous-wave second harmonic generation in Bragg reflection waveguides », *Optics Express*, Vol. 17, n° 11, pp. 9460–9467, 2009.
- [93] M. SAVANIER, A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, E. GALOPIN, C. MANQUEST, I. FAVERO, S. DUCCI et G. LEO, « Large second-harmonic generation at 1.55 $\mu$ m in oxidized AlGaAs waveguides », *Optics Letters*, Vol. 36, n° 15, pp. 2955–2957, 2011.
- [94] J. HAN, D. KANG, P. ABOLGHASEM, B. BIJLANI et A. HELMY, « Pulsed- and continuous-wave difference-frequency generation in AlGaAs Bragg reflection waveguides », *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 27, n° 12, pp. 2488–2494, 2010.
- [95] A. ORIEUX, C. R. de SOUZA, A. LEMAÎTRE, É. GALOPIN, C. MANQUEST, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « A laser diode for integrated photon pair generation at telecom wavelength », in *CLEO : Science and Innovations*, p. JW4A.114, Optical Society of America, 2012.
- [96] M. SAVANIER, A. ANDRONICO, A. LEMAÎTRE, C. MANQUEST, I. FAVERO, S. DUCCI et G. LEO, « Nearly-degenerate three-wave mixing at 1.55 $\mu$ m in oxidized AlGaAs waveguides », *Optics Express*, Vol. 19, n° 23, pp. 22582–22587, 2011.
- [97] R. DERI et E. KAPON, « Low-loss III-V semiconductor optical waveguides », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, n° 3, pp. 626–640, 1991.
- [98] G. BAVA, I. MONTROSSET, W. SOHLER et H. SUCHE, « Numerical modeling of Ti:LiNbO<sub>3</sub> integrated optical parametric oscillators », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23, n° 1, pp. 42–51, 1987.
- [99] S. GUHA, F. AGAHI, B. PEZESHKI, J. KASH, D. KISKER et N. BOJARCZUK, « Microstructure of AlGaAs-oxide heterolayers formed by wet oxidation », *Applied Physics Letters*, Vol. 68, n° 7, pp. 906–908, 1996.
- [100] R. TWESTEN, D. FOLLSTAEDT, K. CHOQUETTE et J. R.P. SCHNEIDER, « Microstructure of laterally oxidized Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As layers in vertical-cavity lasers », *Applied Physics Letters*, Vol. 69, n° 1, pp. 19–21, 1996.

- [101] T. TAKAMORI, K. TAKEMASA et T. KAMIJOH, « Interface structure of selectively oxidized AlAs/GaAs », *Applied Physics Letters*, Vol. 69, n° 5, pp. 659–661, 1996.
- [102] J. SONG, S. BOUCHOULE, G. PATRIARCHE, É. GALOPIN, A. YACOMOTTI, E. CAMBRIL, Q. KOU, D. TROADEC, J.-J. HE et J.-C. HARMAND, « Improvement of the oxidation interface in an AlGaAs/Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub> waveguide structure by using a GaAs/AlAs superlattice », *Physica Status Solidi (A)*, pp. 1–7, 2013.
- [103] S. VENUGOPAL RAO, K. MOUTZOURIS, M. EBRAHIMZADEH, A. DE ROSSI, G. GINTZ, M. CALLIGARO, V. ORTIZ et V. BERGER, « Influence of scattering and two-photon absorption on the optical loss in GaAs-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nonlinear waveguides measured using femtosecond pulses », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 39, n° 3, pp. 478–486, 2003.
- [104] W. HURLBUT, Y.-S. LEE, K. VODOPYANOV, P. KUO et M. FEJER, « Multiphoton absorption and nonlinear refraction of gaas in the mid-infrared », *Optics Letters*, Vol. 32, n° 6, pp. 668–670, 2007.
- [105] F. LADOUCEUR, « Roughness, inhomogeneity, and integrated optics », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 15, n° 6, pp. 1020–1025, 1997.
- [106] K. LEE, D. LIM, L. KIMERLING, J. SHIN et F. CERRINA, « Fabrication of ultralow-loss Si/SiO<sub>2</sub> waveguides by roughness reduction », *Optics Letters*, Vol. 26, n° 23, pp. 1888–1890, 2001.
- [107] F. GRILLOT, L. VIVIEN, S. LAVAL et E. CASSAN, « Propagation loss in single-mode ultrasmall square silicon-on-insulator optical waveguides », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, n° 2, pp. 891–896, 2006.
- [108] F. TOOR, D. SIVCO, H. LIU et C. GMACHL, « Effect of waveguide sidewall roughness on the threshold current density and slope efficiency of quantum cascade lasers », *Applied Physics Letters*, Vol. 93, n° 3, p. 031104, 2008.
- [109] D. MARCUSE, « Mode conversion caused by surface imperfections of a dielectric slab waveguide », *Bell System Technical Journal*, Vol. 48, n° 10, pp. 3187–3215, 1970.
- [110] D. MARCUSE, « Radiation losses of tapered dielectric slab waveguides », *Bell System Technical Journal*, Vol. 49, n° 2, pp. 273–290, 1970.
- [111] P. K. TIEN, « Light waves in thin films and integrated optics », *Applied Optics*, Vol. 10, n° 11, pp. 2395–2413, 1971.
- [112] J. LACEY et F. PAYNE, « Radiation loss from planar waveguides with random wall imperfections », *IEE Proceedings, Optoelectronics*, Vol. 137, n° 4, pp. 282–288, 1990.
- [113] F. PAYNE et J. LACEY, « A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides », *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 26, n° 10, pp. 977–986, 1994.

- [114] F. LADOUCEUR, J. LOVE et T. SENDEN, « Effect of side wall roughness in buried channel waveguides », *IEE Proceedings, Optoelectronics*, Vol. 141, n° 4, pp. 242–248, 1994.
- [115] M. KUZNETSOV et H. HAUS, « Radiation loss in dielectric waveguide structures by the volume current method », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 19, n° 10, pp. 1505–1514, 1983.
- [116] T. BARWICZ et H. HAUS, « Three-dimensional analysis of scattering losses due to sidewall roughness in microphotonic waveguides », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 23, n° 9, pp. 2719–2732, 2005.
- [117] J. SCHMID, A. DELÂGE, B. LAMONTAGNE, J. LAPOINTE, S. JANZ, P. CHEBEN, A. DENSMORE, P. WALDRON, D.-X. XU et K. YAP, « Interference effect in scattering loss of high-index-contrast planar waveguides caused by boundary reflections », *Optics Letters*, Vol. 33, n° 13, pp. 1479–1481, 2008.
- [118] A. D. ROSSI, V. ORTIZ, M. CALLIGARO, L. LANCO, S. DUCCI, V. BERGER et I. SAGNES, « Measuring propagation loss in a multimode semiconductor waveguide », *Journal of Applied Physics*, Vol. 97, n° 7, p. 073105, 2005.
- [119] M. RAVARO, E. GUILLOT, M. L. DÛ, C. MANQUEST, X. MARCADET, S. DUCCI, V. BERGER et G. LEO, « Nonlinear measurement of mid-infrared absorption in  $\text{AlO}_x$  waveguides », *Applied Physics Letters*, Vol. 92, n° 15, p. 151111, 2008.
- [120] S.-K. CHEONG, B. BUNKER, T. SHIBATA, D. HALL, C. DEMELO, Y. LUO, G. SNIDER, G. KRAMER et N. EL-ZEIN, « Residual arsenic site in oxidized  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0.96$ ) », *Applied Physics Letters*, Vol. 78, n° 17, pp. 2458–2460, 2001.
- [121] W. WANG, C. HINKLE, E. VOGEL, K. CHO et R. WALLACE, « Is interfacial chemistry correlated to gap states for high-k/III-V interfaces ? », *Microelectronic Engineering*, Vol. 88, n° 7, pp. 1061–1065, 2011.
- [122] L. LIN et J. ROBERTSON, « Defect states at III-V semiconductor oxide interfaces », *Applied Physics Letters*, Vol. 98, n° 8, p. 082903, 2011.
- [123] J. R. WEBER, A. JANOTTI et C. G. V. de WALLE, « Native defects in  $\text{Al}_2\text{O}_3$  and their impact on III-V/ $\text{Al}_2\text{O}_3$  metal-oxide-semiconductor-based devices », *Journal of Applied Physics*, Vol. 109, n° 3, p. 033715, 2011.
- [124] C. ASHBY, J. SULLIVAN, P. NEWCOMER, N. MISSERT, H. HOU, B. HAMMONS, M. HAFICH et A. BACA, « Wet oxidation of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  : Temporal evolution of composition and microstructure and the implications for metal-insulator-semiconductor applications », *Applied Physics Letters*, Vol. 70, n° 18, pp. 2443–2445, 1997.

- [125] J. CHEN, R. HSIAO, W. HUNG, J. WANG, J. CHI, H. YU et Y. SU, « Evolution of conduction and interface states of laterally wet-oxidized AlGaAs with oxidation time », *Journal of Applied Physics*, Vol. 99, n° 2, p. 023711, 2006.
- [126] S. SHI, E. HU, J.-P. ZHANG, Y.-L. CHANG, P. PARIKH et U. MISHRA, « Photoluminescence study of hydrogenated aluminum oxide–semiconductor interface », *Applied Physics Letters*, Vol. 70, n° 10, pp. 1293–1295, 1997.
- [127] J. KASH, B. PEZESHKI, F. AGAHI et N. BOJARCZUK, « Recombination in GaAs at the AlAs oxide–GaAs interface », *Applied Physics Letters*, Vol. 67, n° 14, pp. 2022–2024, 1995.
- [128] M. MANASREH, D. FISCHER et W. MITCHEL, « The EL2 defect in GaAs : Some recent developments », *Physica Status Solidi (B)*, Vol. 154, n° 1, pp. 11–41, 1989.
- [129] A. HIDA, Y. MERA et K. MAEDA, « Identification of arsenic antisite defects with EL2 by nanospectroscopic studies of individual centers », *Physica B : Condensed Matter*, Vol. 308–310, pp. 738–741, 2001.
- [130] E. CHEN, J. N. HOLONYAK et S. MARANOWSKI, «  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ –GaAs metal–oxide semiconductor field effect transistors formed by lateral water vapor oxidation of AlAs », *Applied Physics Letters*, Vol. 66, n° 20, pp. 2688–2690, 1995.
- [131] M. MACDOUGAL, H. ZHAO, P. DAPKUS, M. ZIARI et W. STEIER, « Wide-bandwidth distributed Bragg reflectors using oxide/GaAs multilayers », *Electronics Letters*, Vol. 30, n° 14, pp. 1147–1149, 1994.
- [132] D. HUFFAKER, D. DEPPE, K. KUMAR et T. ROGERS, « Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers », *Applied Physics Letters*, Vol. 65, n° 1, pp. 97–99, 1994.
- [133] M. CONDÉ, *Composants optoélectroniques à microcavités verticales sur GaAs : Technologies avancées pour de nouvelles fonctions*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008.
- [134] M. L. DÛ, I. SAGNES, G. BEAUDOIN, L. TRAVERS, J.-C. ESNAULT et J.-C. HARMAND, « Enhanced kinetics of  $\text{Al}_{0.97}\text{Ga}_{0.03}\text{As}$  wet oxidation through the use of hydrogenation », *Applied Physics Letters*, Vol. 89, n° 11, p. 111105, 2006.
- [135] Y.-L. CHANG, W. WIDDRA, S. YI, J. MERZ, W. WEINBERG et E. HU, « Study of surface stoichiometry and luminescence efficiency of near-surface quantum wells treated by hydrogen ions and atomic hydrogen », *Journal of Vacuum Science & Technology B*, Vol. 12, n° 4, pp. 2605–2609, 1994.
- [136] Y.-L. CHANG, S. YI, S. SHI, E. HU, W. WEINBERG et J. MERZ, « Long-term and thermal stability of hydrogen ion-passivated AlGaAs/GaAs near-surface quantum wells », *Journal of Vacuum Science & Technology B*, Vol. 13, n° 4, pp. 1801–1804, 1995.
- [137] F. CHOUCANE, G. ALMUNEAU, O. GAUTHIER-LAFAYE, A. MONMAYRANT, A. ARNOULT, G. LACOSTE et C. FONTAINE, « Observation of overstrain in

- the coalescence zone of AlAs/AlOx oxidation fronts », *Applied Physics Letters*, Vol. 98, n° 26, p. 261921, 2011.
- [138] D. HUFFAKER, D. DEPPE, C. LEI et L. HODGE, « Sealing AlAs against oxidative decomposition and its use in device fabrication », *Applied Physics Letters*, Vol. 68, n° 14, pp. 1948–1950, 1996.
- [139] R. TSUI, J. CURLESS, G. KRAMER, M. PEFFLEY et G. WICKS, « Properties of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x_{\text{Al}} \sim 0.3$ ) grown by molecular-beam epitaxy on misoriented substrates », *Journal of Applied Physics*, Vol. 59, n° 5, pp. 1508–1512, 1986.
- [140] L. CHOU, K. HSIEH, A. MOY, D. WOHLERT, G. PICKRELL et K. CHENG, « Improving the Al-bearing native-oxide/GaAs interface formed by wet oxidation with a thin GaP barrier layer », *Applied Physics Letters*, Vol. 72, n° 21, pp. 2722–2724, 1998.
- [141] S.-C. LEE et W.-I. LEE, «  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  barrier layer for wet oxidation of AlAs », *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 39, n° 5A, pp. 2583–2584, 2000.
- [142] S. ADACHI, H. KATO, A. MOKI et K. OHTSUKA, « Refractive index of  $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  quaternary alloys », *Journal of Applied Physics*, Vol. 75, n° 1, pp. 478–480, 1994.
- [143] C. WEISBUCH, M. NISHIOKA, A. ISHIKAWA et Y. ARAKAWA, « Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity », *Physical Review Letters*, Vol. 69, n° 23, pp. 3314–3317, 1992.
- [144] J. CLAUDON, J. BLEUSE, N. MALIK, M. BAZIN, P. JAFFRENNOU, N. GREGERSEN, C. SAUVAN, P. LALANNE et J.-M. GERARD, « A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire », *Nature Photonics*, Vol. 4, n° 3, pp. 174–177, 2010.
- [145] A. ORIEUX, X. CAILLET, A. LEMAÎTRE, P. FILLOUX, I. FAVERO, G. LEO et S. DUCCI, « Efficient parametric generation of counterpropagating two-photon states », *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 28, n° 1, pp. 45–51, 2011.
- [146] Z. Y. OU et Y. J. LU, « Cavity enhanced spontaneous parametric down-conversion for the prolongation of correlation time between conjugate photons », *Physical Review Letters*, Vol. 83, n° 13, pp. 2556–2559, 1999.
- [147] P. KUO et G. SOLOMON, « Observation of  $\bar{4}$ -quasi-phasematched second-harmonic generation in a GaAs microdisk cavity », in *CLEO : Science and Innovations*, p. CW3K.3, Optical Society of America, 2012.
- [148] J. BRAVO-ABAD, A. RODRIGUEZ, P. BERMEL, S. JOHNSON, J. JOANNOPOULOS et M. SOLJACIC, « Enhanced nonlinear optics in photonic-crystal microcavities », *Optics Express*, Vol. 15, n° 24, pp. 16161–16176, 2007.

- [149] K. L. VODOPYANOV, O. LEVI, P. KUO, T. PINGUET, J. HARRIS, M. FEJER, B. GERARD, L. BECOUARN et E. LALLIER, « Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs », *Optics Letters*, Vol. 29, n° 16, pp. 1912–1914, 2004.
- [150] C. KIELECK, M. EICHHORN, A. HIRTH, D. FAYE et E. LALLIER, « High-efficiency 20–50 khz mid-infrared orientation-patterned GaAs optical parametric oscillator pumped by a 2  $\mu\text{m}$  holmium laser », *Optics Letters*, Vol. 34, n° 3, pp. 262–264, 2009.
- [151] L. POMERANZ, P. SCHUNEMANN, S. SETZLER, C. JONES et P. BUDNI, « Continuous-wave optical parametric oscillator based on orientation patterned gallium arsenide (OP-GaAs) », in *CLEO : QELS-Fundamental Science*, p. JTh1I.4, Optical Society of America, 2012.
- [152] S. RIEDI, A. BISMUTO, A. HUGI, S. BLASER, M. BECK et J. FAIST, « External cavity tuning of broadband quantum cascade saser active region designs around 3.3  $\mu\text{m}$  and 8  $\mu\text{m}$  », in *CLEO : Science and Innovations*, p. CF1K.2, Optical Society of America, 2012.
- [153] J. BJORKHOLM, A. ASHKIN et R. SMITH, « Improvement of optical parametric oscillators by nonresonant pump reflection », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 6, n° 12, pp. 797–799, 1970.
- [154] Y. SHEN, *The principles of nonlinear optics*. Wiley, 2003.
- [155] J. GIORDMAINE et R. MILLER, « Optical parametric oscillation in  $\text{LiNbO}_3$  », in *Physics of Quantum Electronics*, pp. 31–42, McGraw Hill, New York, 1966.
- [156] M. PADGETT, F. COLVILLE et M. DUNN, « Mode selection in doubly-resonant optical parametric oscillators », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, n° 12, pp. 2979–2985, 1994.
- [157] R. ECKARDT, C. NABORS, W. KOZLOVSKY et R. BYER, « Optical parametric oscillator frequency tuning and control », *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 8, n° 3, pp. 646–667, 1991.
- [158] H. MACLEOD, *Thin-Film Optical Filters*. CRC Press, 2010.
- [159] H. PULKER, « Optical coatings deposited by ion and plasma PVD processes », *Surface and Coatings Technology*, Vol. 112, n° 1–3, pp. 250–256, 1999.
- [160] T. NGUYEN et A. MITCHELL, « Analysis of optical waveguides with multilayer dielectric coatings using plane wave expansion », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, n° 1, pp. 635–642, 2006.
- [161] E. MARCATILI, « Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics », *Bell System Technical Journal*, Vol. 48, n° 7, pp. 2071–2102, 1969.
- [162] Lumerical Solutions, Inc., url : <http://www.lumerical.com/tcad-products/fdtd/>, 2013.



- [163] J. SCHMID, P. CHEBEN, J. LAPOINTE, S. JANZ, A. DELÂGE, A. DENSMORE et D.-X. XU, « High reflectivity gratings on silicon-on-insulator waveguide facets », *Optics Express*, Vol. 16, n° 21, pp. 16481–16488, 2008.
- [164] M. LISCIDINI et L. CLAUDIO ANDREANI, « Second-harmonic generation in doubly resonant microcavities with periodic dielectric mirrors », *Physical Review E*, Vol. 73, n° 1, p. 016613, 2006.
- [165] Y. JERONIMO-MORENO, S. RODRIGUEZ-BENAVIDES et A. U'REN, « Theory of cavity-enhanced spontaneous parametric downconversion », *Laser Physics*, Vol. 20, n° 5, pp. 1221–1233, 2010.



## Guides d'ondes AlGaAs oxydés pour la conversion de fréquences optiques

**Résumé** Ce travail de thèse porte sur le développement des savoir-faire technologiques nécessaires à la réalisation de sources paramétriques intégrées émettant dans l'infrarouge. Pour cela, les guides d'ondes biréfringents AlGaAs/AlOx considérés, grâce à leur forte non linéarité quadratique et à la maturité des techniques de fabrication, se révèlent être un choix pertinent.

La fabrication et la caractérisation d'un convertisseur de fréquence de ce type, conçu pour la conversion paramétrique descendante d'une pompe à 775 nm en paires de photons à 1550 nm, nous a permis de démontrer une efficacité de conversion normalisée de  $1100 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ , une puissance de second harmonique de 0.3 mW, ainsi qu'une accordabilité de 570 nm. Bien qu'à l'état de l'art des dispositifs intégrés AlGaAs, ces performances restent limitées par les pertes optiques induites par le processus d'oxydation.

Afin d'établir un lien entre les pertes de propagation et les propriétés physico-chimiques de l'AlOx, nous avons étudié leur comportement spectral. Deux mécanismes de pertes ont été mis en évidence : un régime de diffusion à grande longueur d'onde, en accord avec un modèle considérant les interfaces rugueuses de l'AlOx, et un régime d'absorption à faible longueur d'onde, attribué à la présence de défauts générés par la réaction d'oxydation.

Un effort de développement technologique visant à augmenter l'efficacité de nos échantillons a été entrepris suivant deux axes : l'optimisation fine du procédé d'oxydation et la mise en cavité optique des guides d'ondes. Les résultats obtenus sont très encourageants pour la réalisation de dispositifs non linéaires efficaces, et la démonstration d'un OPO intégré en particulier.

**Mots-clés** Optique intégrée, Optique non linéaire, Conversion de fréquence, Guide d'ondes AlGaAs, Oxyde d'aluminium, Cavité optique, Miroirs diélectriques

## Selectively oxidized AlGaAs waveguides for optical frequency conversion

**Abstract** This work focuses on the technological know-how necessary to fabricate integrated parametric sources emitting in the infrared. Thanks to a high quadratic nonlinearity and mature fabrication techniques, AlGaAs/AlOx birefringent waveguides are good candidates for this purpose.

The fabrication and characterization of such a frequency converter, designed for the parametric down-conversion of a 775 nm pump into photon pairs at 1550 nm, led to the demonstration of a  $1100 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$  normalized conversion efficiency, a 0.3 mW generated second harmonic power, as well as a tunability of 570 nm. Despite these state-of-the-art performances for AlGaAs integrated devices, oxidation induced optical losses still constitute the bottleneck of this phase-matching scheme.

In order to investigate their origin, in relation with the oxide properties, a study on their spectral behavior has been carried out. Two distinct mechanisms have been highlighted : scattering is the main contribution at large wavelengths whereas absorption is dominant at shorter wavelengths. While the former is qualitatively described by a model accounting for the AlOx rough interfaces, the latter has been tentatively ascribed to the presence of defects generated by the oxidation reaction.

Two technological developments have then been undertaken to improve the conversion efficiency of our devices. First the propagation losses were reduced with a fine optimization of the oxidation process. Second the waveguides were placed into an integrated optical cavity to enhance the fields. The results achieved through both these developments are promising for the realization of efficient nonlinear photonic devices, e.g. an integrated OPO.

**Keywords** Integrated optics, Nonlinear optics, Frequency conversion, AlGaAs waveguides, Aluminum oxide, Optical cavity, Dielectric mirrors